



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Trabajo de Tesis Doctoral

Estudio de las propiedades del bosón de Higgs en el canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ con el detector ATLAS del LHC

María Josefina Alconada Verzini

Dirección:

Prof. Dra. María Teresa Dova

La Plata, Año 2017

Índice general

| | |
|---|-----------|
| 1. Introducción | 7 |
| 2. Marco teórico | 11 |
| 2.1. Fenomenología del Modelo Estándar | 11 |
| 2.1.1. Interacciones electrodébiles | 12 |
| 2.1.2. Cromodinámica cuántica | 17 |
| 2.2. Fenomenología del bosón de Higgs | 20 |
| 2.3. Producción del bosón de Higgs del ME en el LHC | 22 |
| 2.4. Decaimientos del bosón de Higgs del ME | 23 |
| 2.5. Fondos del proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$ | 26 |
| 3. El Gran Colisionador de Hadrones y el experimento ATLAS | 29 |
| 3.1. El detector ATLAS | 30 |
| 3.1.1. Sistema de imanes | 32 |
| 3.1.2. El detector interno | 33 |
| 3.1.3. Calorímetros | 35 |
| 3.1.4. Espectrómetro de muones | 36 |
| 3.1.5. Sistema de trigger | 38 |
| 4. Simulación de eventos | 39 |
| 4.1. Glosario para generadores | 39 |
| 4.1.1. Proceso duro (<i>Hard scattering</i>) | 40 |
| 4.1.2. Lluvias partónicas | 40 |
| 4.1.3. Evento subyacente (<i>Underlying event</i>) | 41 |
| 4.1.4. Haces remanentes | 41 |
| 4.1.5. Hadronización | 41 |
| 4.2. <i>Pile up</i> | 42 |
| 5. Reconstrucción, identificación y selección de objetos físicos | 43 |
| 5.1. Fotones | 43 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 5.1.1. | Reconstrucción | 43 |
| 5.1.2. | Identificación de fotones | 44 |
| 5.1.3. | Vértice primario del sistema de dos fotones | 45 |
| 5.1.4. | Requerimientos de aislamiento | 45 |
| 5.2. | Selección de eventos para el sistema de dos fotones | 47 |
| 5.2.1. | Selección del par de fotones | 48 |
| 5.3. | Selección y performance de otros objetos | 49 |
| 5.3.1. | Jets | 50 |
| 5.3.2. | Leptones | 51 |
| 5.3.3. | Energía transversa faltante | 51 |
| 6. | Estudio de J^P del bosón de 125 GeV | 53 |
| 6.1. | Estudio del espín del bosón de 125 GeV en el canal de decaimiento a dos fotones | 53 |
| 6.1.1. | Modelos de espín 2 | 53 |
| 6.1.2. | El modelo de espín 2 en Teoría Efectiva de Campos (EFT) | 54 |
| 6.1.3. | El modelo EFT de espín 2 con acoplamientos no-universales: producción QCD | 56 |
| 6.1.4. | El modelo EFT de espín 2 con acoplamientos no-universales: producción EW | 57 |
| 6.1.5. | Característica experimental típica de una partícula de espín 2 | 59 |
| 6.1.6. | Implementación del modelo EFT de espín 2 | 61 |
| 6.1.7. | Resumen del modelo de espín 2 utilizado en el análisis | 62 |
| 6.2. | Muestras Monte Carlo | 63 |
| 6.3. | Selección de eventos candidatos a $H \rightarrow \gamma\gamma$ | 63 |
| 6.4. | Variables discriminatorias | 66 |
| 6.4.1. | Masa invariante $m_{\gamma\gamma}$ | 66 |
| 6.4.2. | $\cos(\theta^*)$ | 66 |
| 6.4.3. | Correlación entre $m_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$ en el fondo | 66 |
| 6.5. | Construcción del <i>likelihood</i> | 69 |
| 6.5.1. | Categorización de eventos | 69 |
| 6.5.2. | Número de eventos de señal esperados en cada categoría | 70 |
| 6.5.3. | Estructura de las pdfs de la masa invariante | 71 |
| 6.5.4. | Modelo de masa invariante para el fondo | 72 |
| 6.5.5. | Modelo de masa invariante para la señal | 72 |
| 6.5.6. | Función de likelihood | 75 |
| 6.6. | Incertezas sistemáticas | 77 |
| 6.6.1. | Incerteza sistemática debida a la normalización de señal | 77 |
| 6.6.2. | Incerteza sistemática debida a la “Señal espúrea” | 79 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 6.6.3. | Incerteza sistemática en el repesado de p_T , para el bosón de Higgs del ME | 80 |
| 6.6.4. | Interferencia para la hipótesis $J_{\text{Alt.}}^P$ | 81 |
| 6.6.5. | Interferencia para el Modelo Estándar $J^P = 0^+$ | 84 |
| 6.6.6. | Incertezas sistemáticas en la escala de masa invariante y resolución | 85 |
| 6.7. | Ajuste final a los datos | 85 |
| 6.8. | Análisis estadístico | 98 |
| 6.8.1. | Estadístico de prueba (Test-statistic) | 98 |
| 6.8.2. | Pseudo-experimentos | 98 |
| 6.8.3. | Exclusión CL | 100 |
| 6.9. | Resultados | 101 |
| 6.9.1. | Resultados usando el corte $p_T^{\gamma\gamma} < 300$ GeV | 101 |
| 6.9.2. | Resultados usando el corte $p_T^{\gamma\gamma} < 125$ GeV | 102 |
| 6.9.3. | Resultados usando sólo la región $\cos(\theta^*) < 0.7$ | 105 |
| 6.10. | Estudio de factibilidad para la medición de las propiedades CP del bosón de Higgs | 108 |
| 6.10.1. | Motivación | 108 |
| 6.10.2. | Lagrangiano efectivo y escenarios | 109 |
| 6.10.3. | Método de repesado para las muestras de señal de nueva física | 110 |
| 6.10.4. | Significancia esperada | 114 |
| 7. | Determinación de las secciones eficaces fiducial y diferencial | 121 |
| 7.1. | Muestras de datos y Monte Carlo | 122 |
| 7.1.1. | Conjunto de datos | 122 |
| 7.1.2. | Simulaciones | 122 |
| 7.1.3. | Correcciones a las simulaciones | 124 |
| 7.2. | Selección de eventos y objetos a nivel reconstrucción | 124 |
| 7.2.1. | Preselección de eventos | 125 |
| 7.2.2. | Selección de objetos | 125 |
| 7.2.3. | Selección de eventos | 127 |
| 7.3. | Selección de eventos y objetos a nivel partícula | 127 |
| 7.3.1. | Selecciones | 128 |
| 7.3.2. | Eventos esperados a nivel partícula | 129 |
| 7.3.3. | Eventos Dalitz | 130 |
| 7.4. | Modelado de la señal y fondo de $m_{\gamma\gamma}$ | 130 |
| 7.4.1. | Modelado de la señal | 130 |
| 7.4.2. | Composición del fondo | 132 |
| 7.4.3. | Modelado del fondo | 132 |
| 7.5. | Extracción de la señal | 134 |
| 7.5.1. | Número de eventos de señal extraídos | 135 |

| | |
|--|------------|
| 7.6. Corrección por efectos del detector | 135 |
| 7.6.1. Factores de corrección | 136 |
| 7.6.2. Factores de corrección fiduciales | 138 |
| 7.7. Actualización de los factores de corrección de 8 TeV utilizando el volumen fiducial de 13 TeV. | 140 |
| 7.7.1. Incertezas sistemáticas en los factores de corrección debidas al modelado físico | 142 |
| 7.8. Eficiencia y pureza de las regiones fiduciales | 142 |
| 7.9. Secciones eficaces fiduciales | 143 |
| 7.10. Incertezas sistemáticas | 143 |
| 7.10.1. Incertezas sistemáticas en el modelado de la señal y el fondo | 143 |
| 7.10.2. Incertezas experimentales que afectan a los factores C_i | 144 |
| 7.10.3. Incertezas de modelado que afectan a los factores C_i | 146 |
| 7.11. Resultados | 146 |
| 8. Conclusiones | 153 |
| Bibliografía | 166 |

Capítulo 1

Introducción

El Modelo Estándar (ME) [1, 2, 3] de las partículas fundamentales y sus interacciones proporciona el marco actual indiscutible de la Física de Partículas, y es concebido como una teoría de gauge no-abeliana, construida imponiendo invarianza de gauge local sobre los campos cuantificados que describen las partículas fundamentales dando lugar a los campos de gauge que describen las interacciones. La masa de las partículas en el ME puede ser introducida mediante el llamado mecanismo de Brout- Englert-Higgs [4, 5], vía la ruptura espontánea de la simetría electrodébil. Este mecanismo es realizado mínimamente en el ME introduciendo un doblete de campos escalares complejos que desarrollan un valor de expectación de vacío no-nulo, llevando a la existencia de un bosón escalar físico (bosón de Higgs) con espín, paridad y conjugación de carga de un estado $J^{PC} = 0^{++}$. Este bosón decae casi instantáneamente en partículas mas livianas. El valor de la masa del bosón de Higgs no se predice dentro del ME y, en consecuencia, la búsqueda experimental ha implicado un desafío experimental sin precedentes para cubrir todo un rango de valores posibles. Con este objetivo científico principal, se realizó la construcción del LHC en el laboratorio CERN y de sus detectores multipropósitos, ATLAS y CMS .

En el año 2012 las Colaboraciones ATLAS y CMS publicaron el descubrimiento de una nueva partícula con masa alrededor de 125 GeV [6, 7], consistente con un bosón de Higgs. Este hecho sin dudas marcó el inicio de una nueva era con la física del bosón de Higgs, cambiando los objetivos de las investigaciones desde la fase del descubrimiento a la fase del estudio de las propiedades de esta nueva partícula, motivando el tema de esta Tesis.

El LHC es el acelerador más potente de mundo diseñado para colisionar protones a energías máximas de centro de masa de 14 TeV [8]. Durante 2010 y 2011 funcionó a mitad de su energía (7 TeV de centro de masa) lo que permitió a los experimentos del LHC recolectar una gran estadística en esta nueva región de energías nunca antes estudiada. En el 2012 funcionó a energía de colisión de 8 TeV recolectando una luminosidad integrada de 27.03 fb^{-1} . En el 2015, se inició la segunda fase del LHC, *Run-II* con mayor potencia y energía. El experimento ATLAS del LHC, en el que se enmarca este trabajo de Tesis, ha sido optimizado para explorar

la escala de masas del TeV. El detector mide 44 m de ancho, 22 m de alto y pesa más de 7000 toneladas. Al igual que los otros experimentos del LHC, su construcción ha sido un reto para la comunidad científica. Este detector heterogéneo está compuesto por varios subdetectores, cada uno con propiedades específicas según la funcionalidad para la que fueron diseñados: El detector de trazas, es el responsable de la medida de la posición y momento de las partículas cargadas salientes de la interacción pp. El objetivo del calorímetro es medir la energía de las partículas salientes de la interacción pp junto con su dirección, además de obtener una medida de la energía perdida en el plano transversal de todas las partículas excepto los muones. El calorímetro de ATLAS está dividido en una parte electromagnética, dedicada a la medida de electrones y fotones, y una parte hadrónica, donde los hadrones depositarán la mayor parte de su energía. El espectrómetro de muones es un sistema de seguimiento extremadamente grande, y se extiende desde los calorímetros hasta la parte más externa del detector. Su gran tamaño es necesario para medir con precisión el impulso de los muones, que son capaces de atravesar las partes internas del detector. Es una parte vital porque los muones son indicativos de muchos procesos físicos, y porque no se podría medir con precisión la energía total involucrada en un evento si fueran ignorados. El modelo computacional de ATLAS está diseñado para permitir a todos los miembros de la colaboración un acceso ágil, directo y distribuido a los datos reconstruidos por el detector durante los períodos de toma de datos así como a los eventos simulados. Una descripción completa del experimento puede encontrarse en [9].

Establecido el descubrimiento de un bosón de Higgs por ATLAS y CMS, los esfuerzos se focalizaron en la realización de tests rigurosos para caracterizarlo. Las propiedades principales a determinar han sido sus acoplamientos y sus números cuánticos de espín y CP, para lo cual es posible utilizar la información proveniente de los distintos mecanismos de producción así como también de los diversos canales de decaimiento. La conclusión de estos análisis, que constituyen parte de esta tesis, fue la consistencia de la resonancia observada con el bosón de Higgs del Modelo Estándar. Fue gracias a este importante resultado que F. Englert y P. Higgs recibieran el premio Nobel 2013. Una vez confirmada la existencia del bosón de Higgs, resulta natural realizar medidas de precisión tales como la sección eficaz total de producción y las secciones eficaces diferenciales. Dichas medidas son de especial interés dado que, además de caracterizar al bosón de Higgs, permiten estudiar la presencia de nuevos procesos predichos en posibles extensiones del ME utilizando la física del Higgs.

En este trabajo de tesis, se podrá encontrar un primer análisis centrado en el estudio del espín del estado bosónico de 125 GeV en primer lugar y de los números cuánticos CP en segundo lugar, siempre utilizando uno de los canales de decaimiento más favorables que es el de dos fotones. Finalmente, se presentan las mediciones de las secciones eficaces fiduciales inclusivas y diferenciales, utilizando también el canal difotónico.

En el capítulo 2 se describen los lineamientos fenomenológicos principales de la física subyacente a los análisis de datos presentados en este trabajo de tesis: el Modelo Estándar; producción

y decaimiento del bosón de Higgs en el LHC, en particular en el canal de dos fotones en que se focaliza esta tesis, y los procesos que corresponden a los fondos contaminantes de la producción del bosón de Higgs. El capítulo 3 contempla la descripción del LHC y del detector ATLAS con cuyos datos se realizaron los análisis presentados en este trabajo. Las simulaciones Monte Carlo son una herramienta esencial para obtener las predicciones experimentales y modelar las diferentes hipótesis que serán contrastadas con los datos. Desde la interacción entre partones en los protones del LHC hasta las partículas detectadas por ATLAS, existen ciertas etapas que deben ser simuladas en detalle. Estos conceptos se presentan en el capítulo 4. En el capítulo 5 se describen las técnicas de reconstrucción e identificación de fotones en ATLAS basadas principalmente en la información del calorímetro. También se presenta la selección (online y offline) de eventos y performance para el sistema de dos fotones. Los capítulos siguientes contienen los estudios específicos realizados para esta tesis. En el capítulo 6 se desarrolla el análisis del espín del estado bosónico $X(JP)$ con masa 125 GeV descubierto en ATLAS y CMS considerando dos hipótesis, $J = 0, 2$, en el canal de dos fotones, con datos del *Run-I*. Se presenta también un análisis preliminar de la factibilidad de la medición de las propiedades CP de este bosón a partir del decaimiento a dos fotones con todos los datos que se recolectaran en el *Run-II*. El capítulo 7 presenta la primera determinación de las secciones eficaces fiduciales y diferenciales del bosón de Higgs en su canal de decaimiento a dos fotones con datos a energía de colisiones pp de 13 TeV. El conjunto de datos utilizado para este análisis corresponde a 13.3 fb^{-1} , y permite medir la sección eficaz de producción en eventos con mayor energía de centro de masa partónica que aquella alcanzada en el *Run-I* (7, 8 TeV). Las conclusiones finales de esta tesis se presentan en el capítulo 6.

Capítulo 2

Marco teórico

En este capítulo se describirán los lineamientos fenomenológicos principales de la física detrás de los análisis de datos presentados en este trabajo de tesis. En primer lugar, la Sección 2.1 describe el Modelo Estándar de las partículas fundamentales y sus interacciones. Las Secciones 2.2, 2.3 y 2.4 introducen la fenomenología, producción y decaimiento del bosón de Higgs en el LHC, haciendo hincapié en particular en el canal de dos fotones en que se focaliza esta tesis. Los correspondientes fondos contaminantes de la señal de este proceso en el LHC, se describen en la Sección 2.5.

2.1. Fenomenología del Modelo Estándar

El Modelo Estándar (ME) provee un formalismo testeado experimentalmente que describe las interacciones entre partículas a altas energías. Este modelo se desarrolló alrededor de 1960 y si bien describe exitosamente la enorme mayoría de los fenómenos observados, quedan aún interrogantes abiertos. Además, el Modelo Estándar posee una estructura compleja no entendida en su totalidad al momento.

La fenomenología del ME se refiere al conjunto de partículas constituyentes y sus correspondientes campos. Las partículas se clasifican en primer lugar según su espín. Aquellas con espín semi-entero son llamadas *fermiones*, mientras que los *bosones* tienen espín entero. Estas asociaciones son una consecuencia del teorema de espín-estadística [10], que describe el comportamiento de sistemas con un número indistinguible de bosones o fermiones. El teorema establece que las funciones de onda para sistemas de bosones son simétricas bajo el intercambio de cualquier par de bosones, mientras que aquellas para fermiones son antisimétricas bajo intercambios. Por lo tanto, los fermiones obedecen el Principio de exclusión de Pauli, y los bosones no poseen ningún tipo de restricción.

Los fermiones pueden separarse en leptones cargados (e, μ, τ), los correspondientes neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) y los quarks (u, d, c, s, t, b), completando el ME con las anti-partículas de los leptones

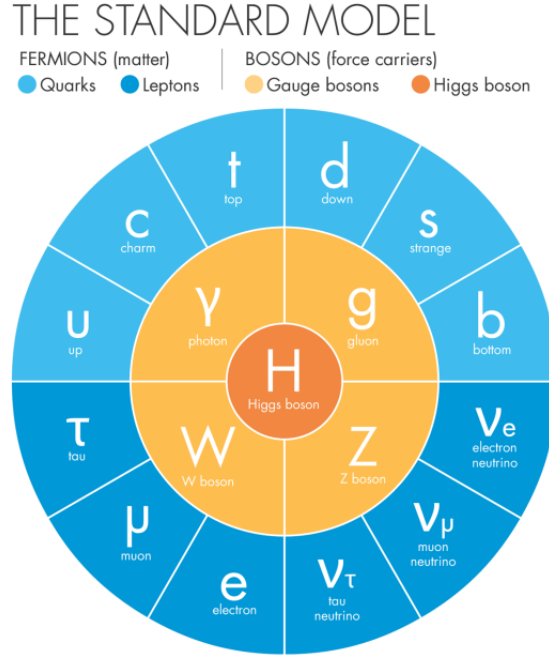


Figura 2.1: Esquema del Modelo Estándar [11].

y quarks. Los quarks u , c y t tienen carga eléctrica $Q = +\frac{2}{3}$, y la carga de los d , s y b es $Q = -\frac{1}{3}$. Los leptones tienen carga $Q = -1$ y sus neutrinos son neutros.

Por otro lado, los bosones fundamentales pueden categorizarse en dos tipos: los bosones *vectoriales* y los *escalares*. Los primeros, son partículas de espín 1 que median las interacciones entre los diferentes fermiones y consisten de fotones (γ), W^\pm y Z para la fuerza electrodébil, y los gluones (g) para la fuerza fuerte. El único bosón escalar del ME es el bosón de Higgs, relacionado con el mecanismo de ruptura espontánea de simetría EW. Todas estas partículas se encuentran resumidas en el esquema de la Figura 2.1.

2.1.1. Interacciones electrodébiles

Las interacciones electrodébiles (EW), como ya se dijo, están mediadas por fotones, bosones W y Z . El fotón fue la primera de estas partículas en ser descritas teóricamente en el marco de la electrodinámica cuántica (QED), que es la formulación cuántica del electromagnetismo clásico. La interacción de los fermiones cargados mediada por los fotones, puede entenderse construyendo la densidad lagrangiana de QED. Para esto, consideremos primero la ecuación de movimiento para una partícula libre de espín 1/2, dada por la ecuación de Dirac. Su correspondiente lagrangiano está dado por la Ecuación 2.1.

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (2.1)$$

donde ψ es el espinor del fermión y m es la masa del fermión.

Cabe destacar, que existe una simetría presente en la Ecuación 2.1. Si se escalea ψ por un número complejo arbitrario global, $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$, entonces el lagrangiano permanece invariante¹. Este tipo de simetría se conoce como $U(1)$. Si ahora suponemos que el parámetro α varía en cada punto del espacio-tiempo, $\alpha \rightarrow \alpha(x_\mu)$, al realizar las transformaciones en ψ y $\bar{\psi}$ el lagrangiano no resulta invariante. Se puede mostrar que la Ecuación 2.1 se convierte en:

$$\mathcal{L}_{Dirac} \rightarrow \mathcal{L}_{Dirac} - \bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\alpha(x^\mu))\psi \quad (2.2)$$

El lagrangiano de Dirac puede modificarse de modo que incluya el término adicional de la Ecuación 2.2 y resulte invariante bajo transformaciones de fase locales con $\alpha(x_\mu)$. Para esto se reescribe la derivada como una *derivada covariante*, $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$, donde e es la carga eléctrica y A_μ es el campo electromagnético. En otras palabras, para que el lagrangiano sea invariante bajo transformaciones de fase $U(1)$ local, se tuvo que introducir un campo de gauge que se acopla al campo de Dirac con intensidad e^- .

Para asociar este campo con el campo del fotón, se debe agregar al lagrangiano el término correspondiente a su energía cinética que resulta en:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_E M + \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.3)$$

En resumen, la interacción del campo electromagnético puede ser pensada como resultado del requerimiento que el lagrangiano de un fermión libre sea invariante bajo $U(1)$ local.

Al igual que el fotón, el gluón, y los bosones W y Z, son bosones de gauge cuyas existencias e interacciones provienen de simetrías de gauge adicionales presentes en la naturaleza. Las interacciones mediadas por los bosones W y Z son llamadas débiles. La teoría de Fermi de las interacciones débiles para explicar el decaimiento β consistió de un neutrón decayendo espontáneamente en un protón, electrón y neutrino, que para ese momento era desconocido experimentalmente, pero crucial para la conservación del momento en la interacción. Esta teoría funcionó bien para interacciones a bajas energías pero no era renormalizable. El corto alcance de esta interacción llevó a pensar que debía haber algún bosón masivo mediador la interacción débil. Este bosón, ahora conocido como W, es el responsable de mediar las interacciones débiles cargadas, que pueden transformar leptones cargados en los neutrinos de su generación y viceversa. Vía el intercambio del bosón W también quarks tipo up se transforman en tipo down (y viceversa), y a su vez el bosón W puede decaer en quarks tipo up y anti down (y viceversa). Sin embargo, existe una particularidad con los quarks y es que cuando un bosón W decae en un quark tipo up y down, este último no es necesariamente de la misma generación que el tipo up. Cada quark del tipo down tiene una probabilidad dada por la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

¹global significa que α es una constante

Muchas simetrías que están presentes en las interacciones electromagnéticas y fuertes, no lo están en las interacciones débiles, en particular, la simetría de carga (C), de paridad (P) y carga-paridad (CP). El operador de conjugación de carga reemplaza partículas por sus anti-partículas, conjugando todos los números cuánticos internos, por ejemplo $Q \rightarrow -Q$ para la carga electromagnética. Para el operador paridad se revierten todas coordenadas espaciales, es decir, $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$. Si CP fuera una simetría exacta, las leyes de la Naturaleza serían las mismas para la materia y la anti-materia (invertida por paridad). Se observa que la mayoría de los fenómenos físicos, obedecen las simetrías C y P, y por ende la CP. Esto es cierto para las interacciones gravitacionales, electromagnéticas y fuertes. Pero por otro lado, las interacciones débiles violan C y P. Pero CP se preserva en la mayoría de estos procesos. Igualmente, esta simetría CP podría violarse en ciertos procesos, como se descubrió en los decaimientos de kaones neutros en 1964 [12]. En el formalismo del Modelo Estándar, la violación de CP en el sector de quarks está contenida en la matriz CKM.

La teoría de las interacciones electrodébiles fue formulada por S. L. Glashow [1], A. Salam [3] y S. Weinberg [2] y tiene en cuenta lo observado experimentalmente imponiendo que las componentes izquierdas y derechas de los campos fermiónicos se comportan de manera diferente. Específicamente, las componentes izquierdas pueden acomodarse en un doblete que se transforma bajo $SU(2)$, mientras que las componentes derechas se escriben como singletes (esto significa que no se transforman bajo $SU(2)$). Por ejemplo:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R$$

En otras palabras, ya que las corrientes débiles cargadas transforman electrones (izquierdos) en neutrinos (sólo izquierdos), tal interacción es similar a una rotación $SU(2)$ en el “espacio-débil”. La violación de paridad ocurre debido a que los campos derechos no se transforman de esta manera.

Para ilustrar esto, consideremos el siguiente lagrangiano que consiste sólo de electrones (no masivos) y neutrinos (pero podría extenderse para incluir los otros fermiones):

$$\mathcal{L}_{weak} = \bar{e} i \gamma^\mu \partial_\mu e + \bar{\nu}_e i \gamma^\mu \partial_\mu \nu_e \quad (2.4)$$

donde e , \bar{e} , ν_e , y $\bar{\nu}_e$ hacen referencia a los campos de Dirac de electrón, positrón, neutrino y anti-neutrino. La Ecuación 2.4 puede escribirse de una forma más compacta usando la notación de dobletes y separando las componentes derecha e izquierda:

$$\mathcal{L}_{weak} = \bar{\psi}_L i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + \bar{e}_R i \gamma^\mu \partial_\mu e_R \quad (2.5)$$

donde

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \bar{\psi}_L = (\bar{\nu}_e \ \bar{e})_L,$$

Del mismo modo que para QED, se puede transformar al doblete ψ_L de acuerdo a $\psi_L \rightarrow e^{\frac{ig}{2}\alpha(x^\mu)\sigma}\psi_L$, donde g es la “carga débil” análoga a la carga eléctrica, $\alpha(x^\mu)$ es un vector de ángulos de fase en el espacio de $SU(2)$ con cada “dimensión” cubierta por la matriz de Pauli apropiada en el vector σ . Para acomodar los términos adicionales en el lagrangiano, la derivada covariante para espinores de quiralidad izquierda se forma de los tres campos de gauge W_μ^a ($a = 1, 2, 3$), uno para cada fase angular en $\alpha(x^\mu)$. Esto es, $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig}{2}\mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\sigma}$, donde $\mathbf{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$. La transformación de gauge para \mathbf{W}_μ es similar a A_μ : $\mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{W}_\mu + \partial_\mu \alpha(x^\mu) + g\mathbf{W}_\mu \times \alpha(x^\mu)$. El término adicional con el producto vectorial aparece debido a que las matrices de Pauli no conmutan e indica que las diferentes componentes de \mathbf{W}_μ interactúan entre ellas.

Si se reescribe el Lagrangiano de la Ecuación 2.6 para incluir el término de interacciones, se obtiene:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{weak} &\rightarrow \bar{\psi}_L i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu \partial_\mu e_R + \frac{g}{2} \bar{\psi}_L \mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\sigma} \psi_L \\ &= \mathcal{L}_{weak} + \mathcal{L}_{interaction}\end{aligned}\quad (2.6)$$

Definiendo $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$ y realizando la multiplicación en el término del lagrangiano de interacción, se puede demostrar que el lagrangiano de interacción resulta:

$$\mathcal{L}_{interaction} = \frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_e \gamma^\mu W_\mu^- e_L + \bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^+ \nu_e) + \frac{g}{2}(\bar{\nu}_e \gamma^\mu W_\mu^3 \nu_e - \bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^3 e_L). \quad (2.7)$$

Existen dos grupos de términos en la Ecuación 2.7 cada uno correspondiente a un tipo diferente de interacción. El primer grupo contiene interacciones con corrientes cargadas (esto es, conversión de electrones en neutrinos y viceversa), mientras que el segundo grupo predice que deberían haber interacciones con corrientes neutras, donde los electrones quedan como electrones, y los neutrinos quedan como neutrinos. Los campos electrodébiles cargados de espín 1 W^\pm , tienen a los bosones W cargados como cuantos del campo, mientras que las interacciones de corrientes neutras indican que debe haber un bosón débil eléctricamente neutro de espín 1.

En este punto, resulta razonable preguntarse si esta teoría débil es o no compatible con las interacciones electromagnéticas. Para acomodar las dos teorías, el lagrangiano de la Ecuación 2.7 debería ser invariante bajo transformaciones simultáneas de $SU(2)_L$ y $U(1)_{EM} = e^{iQ\alpha(x^\mu)}$, donde Q es la carga eléctrica de la partícula. Sin embargo, el lagrangiano no es invariante bajo estas transformaciones. El lagrangiano en la Ecuación 2.7 es invariante bajo una transformación adicional $f \rightarrow e^{\frac{ig'Y}{2}\chi(x^\mu)}f$, donde f es el espinor de Dirac para cualquier fermión, g' es otra carga débil, $\chi(x^\mu)$ es otra fase angular (para distinguirla de $\alpha(x^\mu)$), e Y es la hipercarga asociada a cada partícula, calculada de acuerdo a la fórmula de Gell-Mann-Nishijima, $Y = 2(Q - I^3)$, donde Q es la carga eléctrica de la partícula e I^3 es el número cuántico de isospín débil. Para

los campos derechos $I^3 = 0$, $I^3 = +1/2$ para los neutrinos y quarks de tipo up izquierdos, y $I^3 = -1/2$ para leptones cargados y quarks tipo down izquierdos. Esta simetría se llama $U(1)_Y$, y todo el lagrangiano es invariante bajo transformaciones $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

La derivada covariante se modifica para tener en cuenta $\chi(x^\mu)$ introduciendo un campo de gauge de espín 1 B_μ , $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig}{2} \mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\sigma} - \frac{ig'}{2} Y B_\mu$. El lagrangiano de la Ecuación 2.6 se transforma entonces en:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EWK} &= \bar{\psi}_L(i\gamma^\mu \partial_\mu - \mathbf{M})\psi_L + \bar{e}_R(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_e)e_R + \frac{g}{2} \bar{\psi}_L \mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\sigma} \psi_L \\ &\quad + \bar{e}_R \frac{g'}{2} Y B_\mu e_R \\ &= \mathcal{L}_{weak} + \mathcal{L}_{interaction} \end{aligned} \quad (2.8)$$

El término de interacción de la Ecuación 2.9 puede reescribirse del mismo modo que se hizo en la Ecuación 2.7 como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{interaction} &= \frac{1}{2} \{ \bar{\nu}_e \gamma^\mu (g' Y B_\mu + g W_\mu^3) \nu_e + \bar{e}_L \gamma^\mu (g' Y B_\mu - g W_\mu^3) e_L \} + \bar{e}_R \frac{g'}{2} Y B_\mu e_R \\ &\quad + \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_e \gamma^\mu W_\mu^- e_L + \bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^+ \nu_e) \end{aligned} \quad (2.9)$$

El primer término de la Ecuación 2.9 indica que existe un campo de gauge interactuando con neutrinos que no puede ser el campo electromagnético ya que los neutrinos son eléctricamente neutros. Este campo de gauge electrodébilmente neutro se define como $Z_\mu = \frac{g' Y B_\mu + g W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$ y tiene al bosón Z como cuanto. El campo electromagnético es ortogonal al campo electrodébil neutro y se define como $A_\mu = \frac{g B_\mu - g' Y W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$. Escribiendo la Ecuación 2.9 en términos de Z_μ y A_μ y reemplazando la hipercarga por su valor numérico para los dados espinores de fermiones se llega a la expresión:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{interaction} &= \frac{1}{2\sqrt{g^2 + g'^2}} \{ (g^2 + g'^2) \bar{\nu}_e \gamma^\mu Z_\mu \nu_e - 2gg' \bar{e} \gamma^\mu A_\mu e + (g^2 - g'^2) \bar{e}_L \gamma^\mu Z_\mu e_L \\ &\quad + 2g'^2 \bar{e}_R \gamma^\mu Z_\mu e_R \} + \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_e \gamma^\mu W_\mu^- e_L + \bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^+ \nu_e) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Cada término en la Ecuación 2.10 describe el acoplamiento entre un campo de gauge particular y fermiones. Por ejemplo, el primer término indica que el bosón Z se acopla a neutrinos con intensidad $\frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}$. Mirando al término con A_μ , la relación entre la carga electromagnética y las cargas débiles puede escribirse como $e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$. Como Z_μ y A_μ son una rotación de B_μ y W_μ^3 , se puede definir un ángulo de mezcla débil (θ_W) de tal modo que $\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$. Notablemente, la Ecuación 2.10 indica que los bosones W y Z se acoplan del mismo modo a los fermiones correspondientes de diferentes generaciones (por ejemplo, todos los leptones cargados). A esta propiedad se la llama universalidad.

Si bien la teoría tiene en cuenta los bosones de gauge electromagnéticos, hay dos problemas que deben resolverse. El primero es que el término de masa está prohibido por simetría en la Ecuación 2.9. Entonces, todos los campos fermiónicos en esta teoría tienen que ser no masivos, lo que está en contradicción con las observaciones. El segundo problema es que todos los campos de gauge tienen que ser no masivos para mantener la invariancia de gauge. Pero si bien el fotón es no masivo W y Z sí lo son. La respuesta a esto es que la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ debe estar rota para eliminar el requerimiento de invariancia de gauge, dejando sólo la simetría $U(1)_{EM}$. La base experimental más respaldada para explicar este rompimiento de simetría electrodébil, es el *mecanismo de Higgs-Englert-Brout* que será explicado en la Sección 2.2.

2.1.2. Cromodinámica cuántica

Del mismo modo que vimos que la teoría electrodébil describe las interacciones débiles y electromagnéticas, la cromodinámica cuántica (QCD) brinda un marco para entender las interacciones fuertes entre quarks y gluones. Entender QCD resulta crítico a la hora de modelar los procesos físicos en los colisionadores protón-protón. Al igual que se tenía la carga eléctrica para el electromagnetismo, en este caso se tiene la carga de color para los quarks que se divide en tres especies: rojo, azul y verde. Los gluones poseen carga tanto de color como de anticolor, y existen ocho tipos diferentes. También al igual que la carga eléctrica, la carga de color debe conservarse.

Una de las propiedades más importantes de QCD es el confinamiento, bajo el cual todos los estados observables son singletes de color. Ejemplos de singletes de color pueden ser los bariones, que consisten de tres quarks de valencia, cada uno de diferente color, y los mesones, que son estados quark-antiquark, cada uno con su correspondiente color y anticolor. Una consecuencia del confinamiento es que los quarks y gluones aislados no pueden observarse. Si uno intenta separar los quarks de los antiquarks en un singlete de color, la energía de la interacción incrementará hasta que haya suficiente como para producir un par quark-antiquark a partir del vacío. Este rompimiento ocurre a distancias de 1 fm , correspondiente a energías de 200 MeV.

Otra propiedad de QCD es la llamada libertad asintótica, bajo la cual los quarks y gluones se comportan como partículas libres a medida que la escala de energía aumenta. Para entender la libertad asintótica y el confinamiento, es importante entender la constante de acoplamiento fuerte α_S , que refleja la intensidad de las interacciones entre conjuntos de partículas y juega un rol fundamental en la determinación de las tasas de producción de procesos físicos (por ejemplo, tasas de decaimientos de partículas, tasas de producción). Cuanto más grande sea la constante de acoplamiento, más intensa será la interacción. La Figura 2.2 muestra la dependencia de la constante α_S con la energía de la interacción. Cabe remarcar que el decrecimiento de la constante de acoplamiento con la energía está íntimamente relacionado con la propiedad de la libertad asintótica.

La variación (*running*) de α_S resulta en complicaciones para los cálculos que involucren

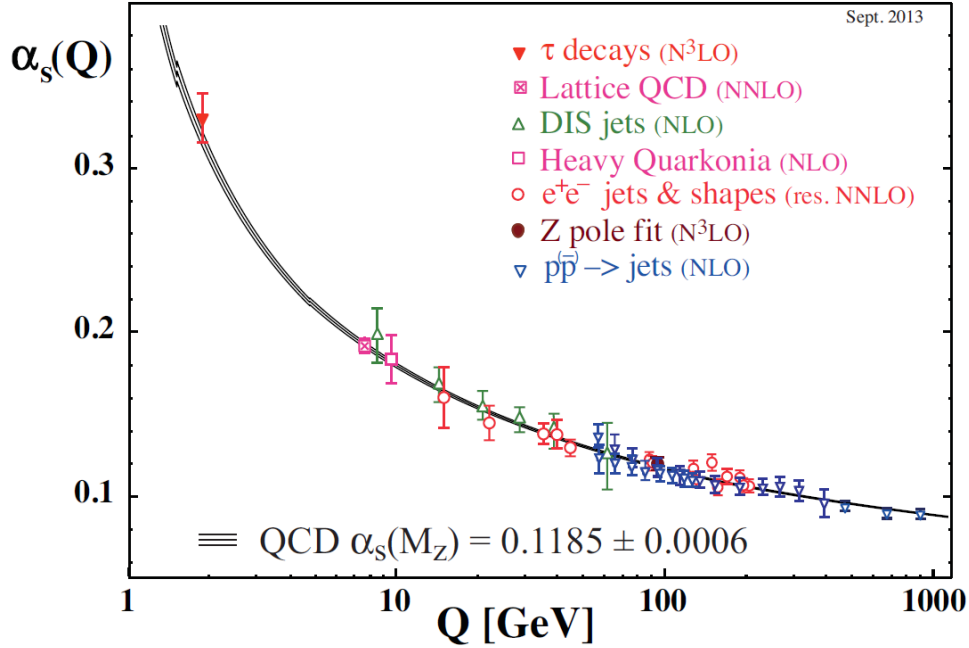


Figura 2.2: Constante de acoplamiento fuerte α_s en función de la energía de la interacción. [13].

quarks y gluones. Estos cálculos se basan en los valores numéricos de los diagramas de Feynman que ilustran los procesos a nivel partícula. Para poder calcular las tasas de producción para procesos físicos con una precisión exacta, se necesitarían infinitos diagramas. Afortunadamente, no todos los diagramas de Feynman son iguales (dependen de varias potencias de la constante de acoplamiento). Los diagramas en los que la constante de acoplamiento tengan la potencia más baja, son llamados orden dominante (LO del inglés *Leading Order*). Aquellos con la segunda y tercera más bajas potencias se denominan orden siguiente al dominante (NLO del inglés *Next to Leading Order*) y orden siguiente al siguiente dominante (NNLO). Aún si la constante de acoplamiento es pequeña, los diagramas LO no serán suficientes para una determinación precisa de un proceso físico, ya que las contribuciones de los diagramas de órdenes mayores contribuirán a reducir las incertezas asociadas a las escalas de factorización y renormalización. La precisión puede aumentarse incluyendo los órdenes NLO y NNLO. Los cálculos en los que el término de mayor orden contribuye muy poco se llama cálculo perturbativo. El aumento de α_s para energías decrecientes significa que los cálculos perturbativos no son posibles para procesos QCD de bajas energías.

En una colisión pp, dos de sus constituyentes chocan con alta energía transferida (esto será el *proceso duro* que será presentado en detalle en la Sección 4.1). Estas colisiones se calculan perturbativamente. A partir de los partones se radían gluones que forman pares quark-antiquark. Los quarks y antiquarks pierden a su vez energía a través de radiación de gluones formando

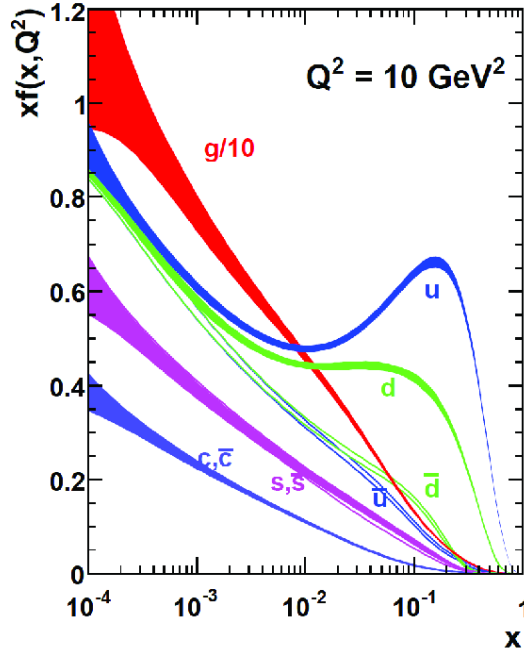


Figura 2.3: Función de distribución partónica para $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. [15].

así una cascada partónica. Los hadrones se forman en el proceso llamado hadronización que también será explicado en la Sección 4.1. Este es un proceso no perturbativo, pero puede simularse utilizando diferentes modelos fenomenológicos tal como el modelo de cuerda de Lund [14]. Los hadrones resultantes se forman en una especie de columna alrededor del quark original, que se manifiesta en el detector como un objeto llamado *jet*.

Comprender en profundidad las colisiones pp requieren también conocer la cinemática de los constituyentes del protón antes de la colisión. La estructura del protón ha sido ampliamente estudiada en experimentos atómicos y nucleares. El conocimiento empírico se ha utilizado para modelar la estructura del protón con una función de distribución partónica (PDF) que describe la probabilidad que un quark o gluón dentro del protón lleve una fracción particular del momento del protón. Las PDFs se calculan a diferentes escalas de energía para tener en cuenta las variaciones de α_S . La Figura 2.3 muestra las PDF a $Q^2 = 10$ en función de la fracción de momento x . Una vez obtenidas las PDFs correspondientes al estado inicial y final (fragmentación), se las puede combinar haciendo uso de la factorización, relacionándolas mediante la matriz de scattering a nivel partónico.

Así como la dinámica de los procesos electrodébiles emergen de consideraciones de gauge de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la dinámica de QCD también emerge de consideraciones de gauge pero de $SU(3)_C$, donde el subíndice C hace referencia a la carga de color. Los quarks de una especie particular pueden acomodarse en un triplete de color

$$\begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_G \\ \psi_B \end{pmatrix}$$

donde R, G y B son los tres colores. En el lagrangiano de Dirac, el triplete ψ_C se transforma según $\psi_C \rightarrow e^{\frac{ig_S}{2}\boldsymbol{\kappa}(x^\mu)\cdot\boldsymbol{\lambda}}\psi_C$, donde $g_S = \sqrt{4\pi\alpha_S}$ y $\boldsymbol{\kappa}(x^\mu)\cdot\boldsymbol{\lambda} = \kappa_1(x^\mu)\lambda_1 + \kappa_2(x^\mu)\lambda_2 + \dots + \kappa_8(x^\mu)\lambda_8$. Cada λ_i corresponde a uno de los 8 generadores de $SU(3)$ y tiene una fase asociada $\kappa_i(x^\mu)$. La derivada covariante se puede escribir como $D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig_S}{s}\mathbf{G}_\mu\cdot\boldsymbol{\lambda}$, donde el vector \mathbf{G}_μ contiene los 8 campos de gauge de espín 1, cada uno representando a un gluon diferente. Seis de los gluones median la transferencia de color de un quark a otro, mientras que los dos restantes median las interacciones entre quarks y/o antiquarks del mismo color. Para mantener la simetría bajo transformaciones $SU(3)_C$, los gluones se transforman según $G_\mu^i \rightarrow G_\mu^i + \partial_\mu\kappa_i(x^\mu) + g_S f_{ijk}\kappa_j(x^\mu)G_\mu^k$, donde f_{ijk} son las constantes de estructura de $SU(3)_C$ y toman diferentes valores para las combinaciones de $i, j, k = 1 \dots 8$. El segundo término en la transformación indica que los 8 gluones interactúan entre sí, con intensidad dependiente de las combinaciones de color.

2.2. Fenomenología del bosón de Higgs

Al considerar la simetría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, se tienen 12 bosones no masivos que median las interacciones electrodébil y fuerte entre fermiones no masivos. En realidad, los bosones débiles y fermiones son masivos pero los fotones y gluones no lo son. La simetría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, debe estar entonces rota, resultando en la $SU(3)_C \times U(1)_{EM}$ observada. Un mecanismo simple para romper la simetría consiste de otro(s) campo(s) en el espacio-tiempo que se acopla con los campos \mathbf{W}_μ y B_μ a nivel del lagrangiano, pero que no lo hace ni con fotones ni con gluones a ese nivel. Tal mecanismo introduce un campo escalar. Específicamente, el *mecanismo de Higgs-Englert-Brout* postula que existe un campo $\boldsymbol{\Psi}$ que consiste de un doblete que se transforma bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\boldsymbol{\Psi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1^+(x^\mu) & \phi_2^+(x^\mu) \\ \phi_3^0(x^\mu) & \phi_4^0(x^\mu) \end{pmatrix}$$

Este campo tiene cuatro grados de libertad $\phi_1^+(x^\mu)$, $\phi_2^+(x^\mu)$, $\phi_3^0(x^\mu)$ y $\phi_4^0(x^\mu)$ y se construye de modo que la primera fila tenga isospín débil $I^3 = +\frac{1}{2}$, mientras que la segunda fila tenga $I^3 = -\frac{1}{2}$. Requerir que la hipercarga de $\boldsymbol{\Psi}$ sea +1 para evitar el acoplamiento a los fotones (y gluones) resulta en que la fila de arriba tenga una carga eléctrica de +1, mientras que la de abajo sea neutra eléctricamente.

Se supone que el lagrangiano de este campo tiene la forma descripta en la Ecuación 2.11.

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \boldsymbol{\Phi})^\dagger (D_\mu \boldsymbol{\Phi}) + \mu^2 \boldsymbol{\Phi}^\dagger \boldsymbol{\Phi} - \lambda (\boldsymbol{\Phi}^\dagger \boldsymbol{\Phi})^2 \quad (2.11)$$

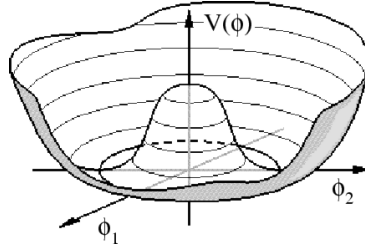


Figura 2.4: Potencial para el bosón de Higgs [16].

donde el primer término hace referencia al comportamiento cinemático del campo (con derivada covariante $D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig}{2}\mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\sigma} - \frac{ig'}{2}YB_\mu$) y el término $V(\Phi^\dagger\Phi) = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$ es el potencial del campo (con $\mu^2 > 0$ y $\lambda > 0$), ilustrado en la Figura 2.4.

La propiedad más sobresaliente de este potencial es que tiene su mínimo en $\Phi^\dagger\Phi = \frac{\mu^2}{2\lambda}$, y no en $\Phi^\dagger\Phi = 0$. El valor de expectación del campo Φ ocurre en el mínimo potencial y puede escribirse como:

$$\langle\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

donde $v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}$ es el valor de expectación de vacío (vev). El vev del campo de Higgs se calcula a partir de mediciones de la constante de Fermi y resulta alrededor de 246 GeV .

Si se observa la Figura 2.4, la misma muestra que el valor mínimo del potencial no es único sino que es un círculo continuo de valores. Como el campo puede tomar un sólo mínimo específico en el círculo, cualquier valor romperá la simetría $SU(2)_C \times U(1)_Y$. Existe una libertad de gauge para elegir $\langle\Phi\rangle$. Por conveniencia, se elige $\phi_1^{+,min}(x^\mu) = \phi_2^{+,min}(x^\mu) = \phi_4^{0,min}(x^\mu)$ y $\phi_3^{0,min}(x^\mu) = v$.

Existen dos formas en las que el campo puede desarrollarse alrededor de $\langle\Phi\rangle$. Puede oscilar radialmente, o moverse a lo largo del mínimo del círculo. Cuando se escribe alrededor del mínimo, Φ resulta:

$$\Phi(x^\mu) = e^{i\zeta(x^\mu) \cdot \boldsymbol{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x^\mu) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

donde $H(x^\mu)$ es una excitación a lo largo de la dirección radial (o a lo largo de ϕ_3^0) y $\zeta(x^\mu)$ son las excitaciones a lo largo del círculo de los mínimos. Tal como lo predice el *teorema de Goldstone*, la invariancia de gauge de las excitaciones $\zeta(x^\mu)$ se manifiesta en el lagrangiano como tres bosones escalares no masivos llamados bosones de Nambu-Goldstone, cada uno asociado con los tres grados de libertad no radiales del campo. El gauge puede elegirse de tal modo que los bosones de Goldstone sean absorbidos dentro de los bosones W y Z, proveyéndolos con sus polarizaciones longitudinales. Expandiendo el potencial radialmente usando el doblete en la Ecuación 2.12 se llega a :

$$V(H) = -\frac{1}{4}\mu^2 v^2 + \frac{1}{2}(2\mu^2)H^2 + \lambda v H^3 + \frac{1}{4}\lambda H^4 \quad (2.13)$$

El segundo término en la Ecuación 2.13 muestra que la excitación H tiene una masa de $\sqrt{2\mu^2}$, o $\sqrt{2\lambda}v$. Esta excitación no es ni más ni menos que el bosón de Higgs. El tercer y cuarto término en esta ecuación sugiere acoplamientos cúbicos o cuárticos del bosón de Higgs. Esto significa que el Higgs podría acoplarse a un par o trío de bosones de Higgs.

Las masas de los bosones W y Z son $m_W = \frac{gv}{2}$ y $m_Z = \frac{g}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$. El ángulo de mezcla débil relaciona estas masas como $m_W = m_Z \cos(\theta_W)$. También se indican las intensidades de los acoplamientos del bosón de Higgs a los pares de bosones débiles. Estas intensidades están dadas por $g_{HVV} = \frac{2m_V^2}{v}$, donde $V = W, Z$. El mecanismo de Higgs provee también masa a los fermiones a través de la inclusión de los siguientes términos al lagrangiano:

$$\Delta\mathcal{L}_f = -y_f \bar{\psi}_L \cdot \Phi f_R + h.c. \quad (2.14)$$

donde $\bar{\psi}_L$ es el doblete izquierdo $SU(2)_L$ asociado a los fermiones de las especies f , f_R es el fermión derecho singlete de $SU(2)$, y_f es el acoplamiento de Yukawa del fermión al bosón de Higgs, y $h.c.$ es el término hermítico conjugado. En ausencia del rompimiento de la simetría electrodébil, $\Phi = 0$ y los fermiones son no masivos. Una vez que la simetría está rota, la expansión alrededor del punto del mínimo del campo de Higgs lleva a los términos de masa de los fermiones, cada uno con una masa $m_f = \frac{y_f v}{\sqrt{2}}$. Los acoplamientos de Yukawa indican la probabilidad que el Higgs decaiga en pares fermión-antifermión (o que un par fermión antifermión produzca un Higgs). Ellos son directamente proporcionales a las masas de los fermiones, indicando que el bosón de Higgs puede preferir interactuar con partículas más pesadas.

2.3. Producción del bosón de Higgs del ME en el LHC

Observar experimentalmente el bosón de Higgs, ha sido uno de los objetivos más importantes de la física de altas energías en las últimas décadas y la inspiración para la construcción de nuevos experimentos, como el LHC.

Existen diferentes mecanismos de producción del bosón de Higgs en el Modelo Estándar. En los colisionadores pp, el bosón de Higgs se produce principalmente a través de cuatro mecanismos, cada uno involucrando la interacción de dos gluones o dos quarks. Algunos diagramas de Feynman para estos procesos se muestran en la Figura 2.5.

La contribución dominante es la fusión de gluones (ggF). Este modo de producción consiste de dos gluones que interactúan para formar un loop triangular de quarks, produciendo el bosón de Higgs. Debido a la alta masa del quark top, este es el que más aporta al proceso.

El siguiente modo de producción más grande es la fusión de bosones vectoriales (VBF). En este, dos quarks emiten bosones vectoriales que se fusionan para formar el Higgs. Una característica de esta señal es la presencia de dos jets de alto momento, bien separados, con el bosón

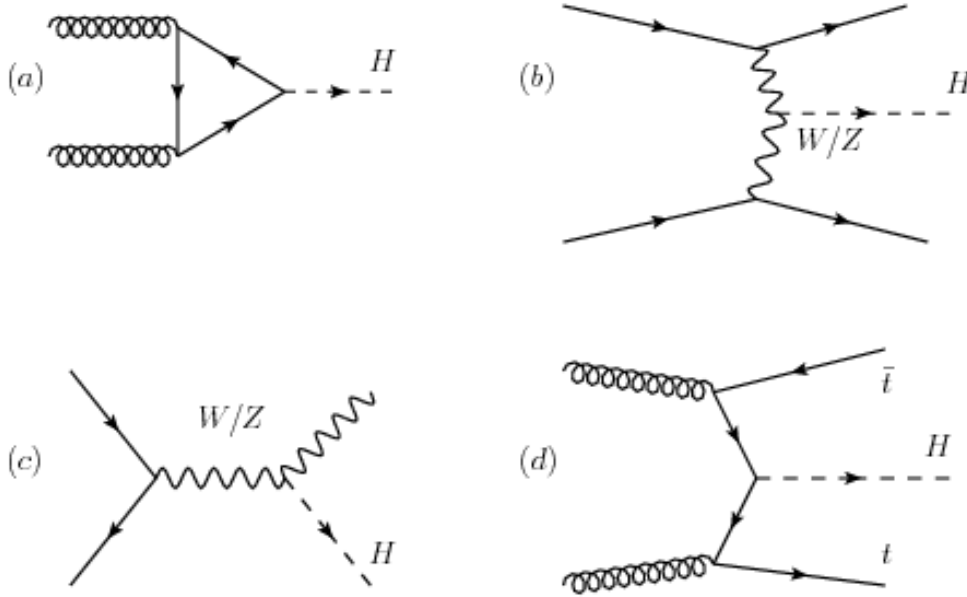


Figura 2.5: Modos de producción de bosón de Higgs en el LHC: (a) fusión de gluones (ggF), (b) fusión de bosones vectoriales (VBF), producciones asociadas (c) ZH y (d) $t\bar{t}H$ [17].

de Higgs situado entre ellos. Como la carga de color de los quarks no cambia por la emisión de un bosón vectorial, hay poca radiación de QCD entre los jets de quarks.

Los modos de producción que menos contribuyen son aquellos en que la producción del Higgs se da en asociación con un bosón vectorial (VH) o a través de la fusión de dos quarks top ($t\bar{t}H$). La producción asociada consiste de un bosón vectorial radiando un bosón de Higgs y ofrece una señal experimental excelente cuando el bosón vectorial decae leptónicamente. El modo de fusión $t\bar{t}$ es el mecanismo de producción más raro debido a la elevada cantidad de energía que es requerida en cada gluón para producir un par de tops.

La Figura 2.6 muestra los valores de las secciones eficaces teóricas en función de la masa del bosón de Higgs en la región en que fuera observado experimentalmente (125 GeV), y de la energía del centro de masa para los diferentes mecanismos de producción. Por otro lado, en la Tabla 2.1 se encuentran los valores de las secciones eficaces de producción para estos modos usando una masa de 125.09 GeV y una energía de centro de masa de 13 TeV [18].

2.4. Decaimientos del bosón de Higgs del ME

Según el Modelo Estándar, el bosón de Higgs puede decaer en pares de fermiones o bosones. Como se mencionó con anterioridad, los acoplamientos a fermiones son proporcionales a las masas de los fermiones, y los acoplamientos a bosones son proporcionales al cuadrado de las masas de los bosones: cuando más pesada sea la partícula, más intenso será el acoplamiento con

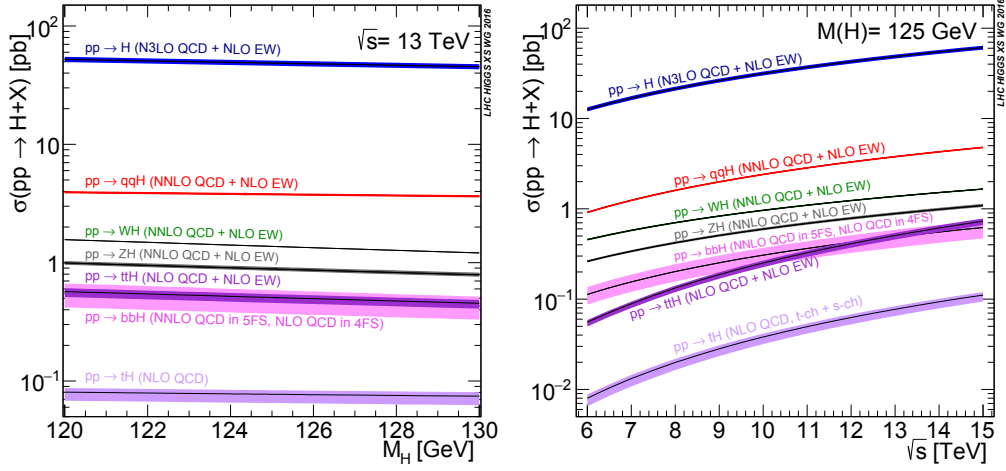


Figura 2.6: Secciones eficaces de producción del bosón de Higgs para $\sqrt{s} = 13$ TeV en función de la masa del bosón de Higgs (izquierda) y secciones eficaces de producción del bosón de Higgs en función de la energía de centro de masa para una masa de 125 GeV (derecha), para los diferentes modos de producción [18].

| modo de producción | sección eficaz [pb] |
|--------------------|---------------------|
| ggF(N3LO) | 4.852E+01 |
| VBF | 3.779E+00 |
| WH | 1.369E+00 |
| ZH | 8.824E-01 |

Tabla 2.1: Secciones eficaces de producción del bosón de Higgs para los diferentes modos, para una energía de centro de masa de 13 TeV y masa de 125.09 GeV, que coincide con el valor medido por ATLAS y CMS combinado [18].

el bosón de Higgs y, por lo tanto, mayor será la fracción de decaimiento del Higgs en este canal. Los acoplamientos del Higgs a fermiones y bosones pueden escribirse de la siguiente forma:

$$g_{ffH} = \left(\sqrt{2}G_F\right)^{\frac{1}{2}} m_f, \quad g_{VVH} = \left(\sqrt{2}G_F\right)^{\frac{1}{2}} m_V^2 \quad (2.15)$$

donde m_f y m_V son las masas de los fermiones y bosones respectivamente.

El ancho total de decaimiento, la vida media y las fracciones de decaimiento (BRs) para cada canal de decaimiento están determinados por los parámetros de la Ecuación 2.15. La predicción teórica del ancho de decaimiento del bosón de Higgs para una masa de 125 GeV es de $\Gamma_H \approx 4$ MeV. Esto significa que el Higgs tiene una vida media corta, $\mathcal{O}(10^{-22})$ s y sólo sus productos de decaimiento pueden ser detectados experimentalmente. Dependiendo del valor de la masa del Higgs serán los posibles canales de decaimiento del mismo, y la probabilidad de los

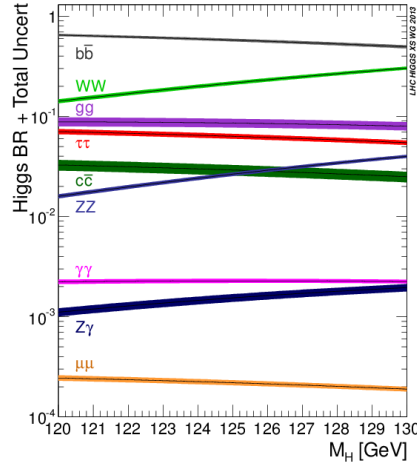


Figura 2.7: Fracciones de decaimiento del bosón de Higgs del Modelo Estándar en función de la masa del mismo [19].

diferentes procesos estará dada por el producto de la sección eficaz de producción por el BR. La Figura 2.7 muestra los BRs en función de la masa del Higgs, en el entorno de la masa del bosón observado experimentalmente.

En la región de baja masa ($m_H = 125 \text{ GeV}$), los modos de decaimiento más relevantes son:

- $H \rightarrow b\bar{b}$ Es el principal canal de decaimiento y puede testear directamente los acoplamientos del Higgs a quarks b. Sin embargo, experimentalmente, este canal es muy complejo ya que existe un fondo muy grande de la producción multijet de QCD.
- $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ Es el principal canal de decaimiento a dos leptones cargados. Si bien tiene alto BR, la presencia de neutrinos o jets hace que la resolución de la masa sea muy baja.
- $H \rightarrow WW^*$ Es el principal canal de decaimiento a dos bosones vectoriales. El estado final más sensible es aquel con decaimientos leptónicos de los bosones intermedios $W \rightarrow \ell\bar{\nu}$ cuya señal experimental consiste de un leptón cargado de alta energía y energía transversa faltante. Este canal también tiene baja resolución de masa al haber neutrinos presentes en el estado final.
- $H \rightarrow ZZ^*$ Más allá de que su BR sea pequeño, este canal tiene una relación de señal y fondo de $\mathcal{O}(1)$.
- $H \rightarrow \gamma\gamma$ Es el modo de decaimiento estudiado en este trabajo de tesis por lo que se lo describirá con más detalle a lo largo de todo el texto. Es un modo a un loop, de bajo BR y relación señal-fondo de $\mathcal{O}(10^{-2})$. La Figura 2.8 muestra algunos de los diagramas de Feynman para este canal.

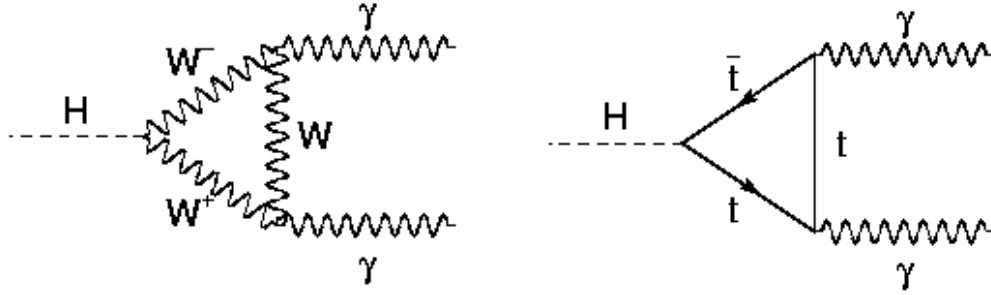


Figura 2.8: Diagramas de Feynman para el decaimiento del bosón de Higgs del Modelo Estándar a dos fotones [20].

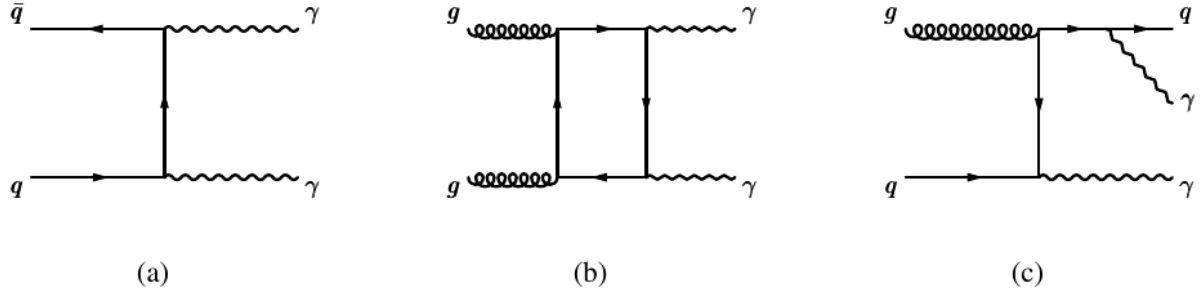


Figura 2.9: Ejemplos de diagramas de Feynman para los procesos no resonantes de producción de un par de fotones en el Modelo Estándar [21].

- $H \rightarrow Z\gamma$ Este canal también es a un loop pero aún más difícil de observar experimentalmente que $H \rightarrow \gamma\gamma$ ya que su BR es todavía más pequeño.
- $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ Este canal permitiría medir directamente el acoplamiento del bosón de Higgs a muones, pero como el BR es extremadamente chico se necesitan luminosidades muy altas.

2.5. Fondos del proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$

En el Modelo Estándar, los eventos de dos fotones pueden no sólo ser producidos por el bosón de Higgs sino que también a través de varios procesos no resonantes, incluyendo procesos Born $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, procesos tipo caja $gg \rightarrow \gamma\gamma$ y procesos de Bremsstrahlung $qg \rightarrow \gamma\gamma q$, cuyos diagramas de Feynman se pueden ver en la Figura 2.9.

La sección eficaz total de producción de estos procesos no resonantes de dos fotones dentro de la aceptación fiducial de los análisis típicos de $H \rightarrow \gamma\gamma$ son de $\mathcal{O}(100)$ mayor que las secciones

eficaces de producción del Higgs multiplicada por el BR. En general, en los análisis de dos fotones se construye el fondo irreducible representando alrededor del 80 % al 90 % del fondo total dependiendo de los criterios de selección.

La segunda mayor contribución al fondo proviene de los procesos fotón-jet del Modelo Estándar (γj), donde un jet es identificado incorrectamente como un fotón. Si bien la sección eficaz total de estos procesos es de $\mathcal{O}(10^6)$ mayor que la de $H \rightarrow \gamma\gamma$ incluso dentro de los cortes de aceptación, se la puede controlar y reducir a un 10 a 20 % del fondo total gracias a los requerimientos de calidad aplicados sobre los fotones. Además, están los procesos en los que se identifica incorrectamente a dos jets como fotones. Estos procesos di-jet (jj) tienen una sección eficaz de $\mathcal{O}(10^9)$ veces mayor que la del $H \rightarrow \gamma\gamma$, pero también se la controla para que sea pequeña con los cortes rigurosos de identificación de fotones. A estos fondos que poseen al menos un fotón falso se los llama fondos reducibles.

Para resumir, cabe destacar que en la práctica, los análisis que involucran procesos con dos fotones no suelen confiar en los resultados teóricos con respecto al conocimiento de los fondos, por lo que se usan directamente los datos para medir la composición de los fondos, y las estimaciones de los mismos se derivan a partir de parametrizaciones de los datos en las regiones que no posean señal, para luego extrapolarlos a la región de señal.

Capítulo 3

El Gran Colisionador de Hadrones y el experimento ATLAS

El LHC (*Large Hadron Collider* en inglés, o Gran Colisionador de Hadrones) es un colisionador hadrón-hadrón del laboratorio CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) ubicado en la frontera entre Francia y Suiza. Fue construido en el mismo túnel en el que funcionó LEP entre 1989 y 2000. El mismo consiste de un anillo de 27 kilómetros de circunferencia, a 100 m bajo tierra, con estructuras de aceleración e imanes superconductores distribuidas a lo largo de este.

Dentro del acelerador, viajan dos haces de partículas a una velocidad muy cercana a la de la luz antes de hacerlos colisionar. Estos haces se mueven en direcciones opuestas por tubos separados. Son guiados alrededor del anillo mediante un fuerte campo magnético (8 Teslas) mantenido por electroimanes superconductores. Los mismos están contruidos con cables eléctricos especiales que puedan operar en un estado superconductor, conduciendo la electricidad eficientemente sin resistencia ni pérdida de energía. Esto requiere un enfriamiento de los imanes a -271.3°C . Es esta la razón por la que el acelerador se encuentra conectado a un sistema de distribución de helio líquido, que enfría los imanes y demás servicios.

El LHC es el colisionador más grande del mundo, con energía de operación actual de 6.5 TeV por haz y energía de diseño de 7 TeV por haz.

El diseño contempla trenes de 2808 paquetes de $\sim 10^{11}$ protones cada uno, espaciados temporalmente en 25 ns.

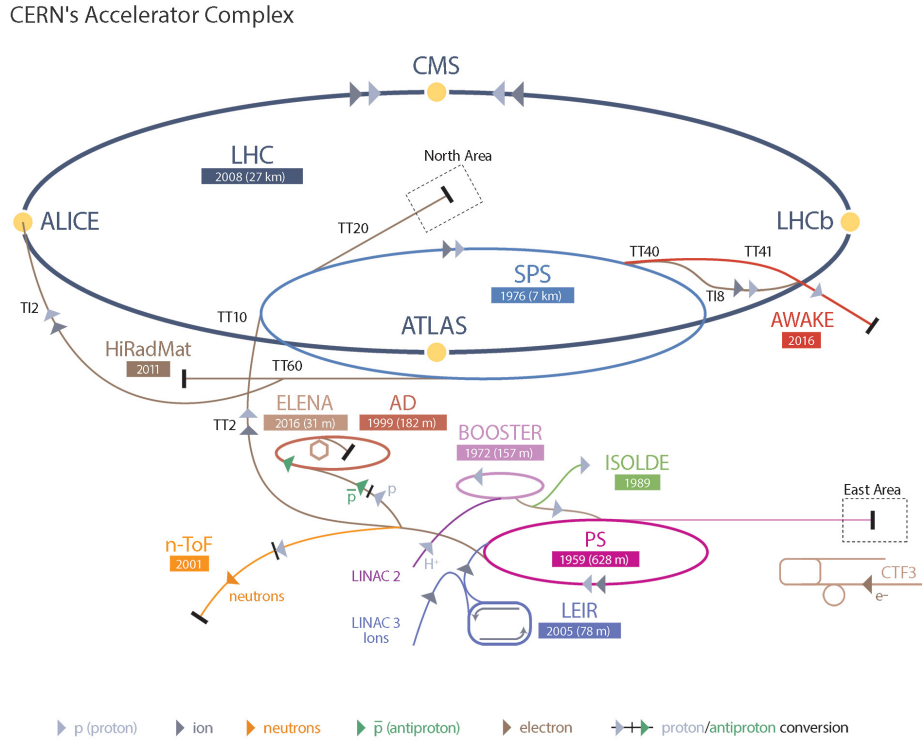


Figura 3.1: Sistema de aceleradores del CERN y el Gran Colisionador de Hadrones.

Sistema de coordenadas

La dirección del haz define el eje z , y el plano $x - y$ es el plano transversal a la dirección del haz. El eje x positivo es el que apunta desde el punto de interacción hacia el centro del anillo del LHC, y el eje y positivo el que apunta hacia arriba. El ángulo azimutal ϕ se mide alrededor del eje del haz, y el ángulo polar θ es el ángulo desde el eje del haz. La pseudorapidez se define como $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$, la aproximación de masa nula de la rapidez $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$. El momento transversal p_T y la energía transversal E_T , se definen como las variables en el plano $x - y$. La distancia ΔR en el espacio de pseudorapidez y el ángulo azimutal es definida como $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$.

3.1. El detector ATLAS

ATLAS (**A** **T**oroidal **L**HC **a**paratu**S**) es un detector de partículas multipropósito del LHC diseñado y construido para estudiar las colisiones protón-protón a una energía de centro de masa de hasta 14 TeV, y también en colisiones Pb-Pb y Pb-P.

La descripción técnica de un detector de este calibre resulta extremadamente extensa, por lo que para cualquier otra información aparte de la que se brinda en este trabajo de tesis, el lector

puede dirigirse a reporte técnico [9].

La guía principal para la construcción fue maximizar el potencial descubrimiento de nuevos fenómenos, manteniendo la capacidad de realizar medidas de precisión de los procesos conocidos. Entre las prioridades del experimento se encontraba la búsqueda del bosón de Higgs y la medida de sus propiedades.

Los criterios básicos para el diseño del detector de ATLAS fueron:

- Un muy buen calorímetro electromagnético para la identificación y medidas de la energía de fotones y electrones, complementado con un calorímetro hadrónico para las medidas precisas de energía depositada por jets y energía transversa perdida.
- Medidas de alta precisión de momentos de muones, con la capacidad de garantizar mediciones precisas a la mas alta luminosidad usando sólo el espectrómetro de muones externo.
- Alta eficiencia de la detección de trazas a alta luminosidad para medidas de momentos de leptones con alto p_T , identificación de electrones y fotones, identificación de τ y *heavy-flavour*, y capacidad de reconstrucción total de eventos con luminosidad baja.
- Gran aceptación en pseudorapidez (η) cubriendo casi todo el ángulo azimutal (ϕ) en todo el detector.
- Selección y medidas de propiedades de partículas con bajo p_T , proveyendo alta eficiencia para la mayor parte de los procesos físicos de interés en el LHC.

El esquema general del detector se muestra en la Figura 3.2, donde se señalan los componentes principales. ATLAS está diseñado en capas de subdetectores que cumplen diferentes roles en la identificación de las partículas producidas en las colisiones pp del LHC. Desde el punto de colisión hacia afuera ATLAS se compone de un detector interno (ID) subdividido a su vez en un detector de píxeles (o capa B), un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT).

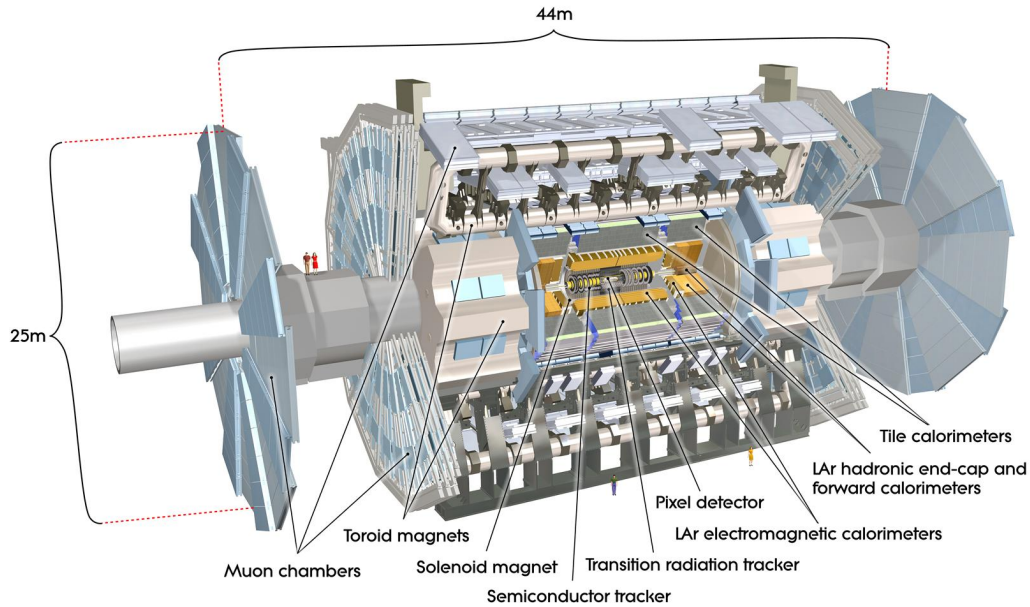


Figura 3.2: Esquema general del detector de ATLAS

Envolviendo este detector interno se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de ~ 2 Tesla para que las partículas cargadas curven su trayectoria. A continuación están ubicados los calorímetros: el calorímetro electromagnético para medir la energía cinética de electrones y fotones, y posteriormente el calorímetro hadrónico para medir la energía de los *jets* de hadrones.

En la capa más externa se encuentra el espectrómetro de muones que le da a ATLAS el tamaño total de aproximadamente 45 m de largo y más de 25 m de alto. Intercalado con éste se encuentra el sistema de toroides que genera el campo magnético de ~ 4 Tesla para curvar la trayectoria de los muones hacia el final de su pasaje por el detector ATLAS.

El detector ATLAS se divide geométricamente en dos regiones, la región del barril (la parte central, *barrel*) y la región de las tapas (ambos extremos, *end-cap*). En cada una de estas regiones la ubicación de los subdetectores es distinta. En la región del barril, los subdetectores están ubicados como cilindros concéntricos, mientras que en la región de las tapas están ubicados como discos consecutivos.

3.1.1. Sistema de imanes

El sistema de imanes superconductores de ATLAS se compone de un solenoide central (SC) que provee al Detector Interno de un campo magnético, de un sistema de tres grandes toroides, que rodean al anterior, y que generan el campo magnético para el espectrómetro de muones. Las dimensiones totales del sistema de imanes son de 26 m de largo y 20 de diámetro. Los dos toroides

de las tapas (ECT) están encastrados a cada lado del toroide del barril (BT) y se encuentran alineados con el solenoide central. Los mismos tienen una longitud de 5 m, un diámetro externo de 10.7 m y un agujero interior de 1.65 m. El solenoide central tiene una longitud de 5.3 m y tiene un agujero interno de 2.4 m. El solenoide central provee un campo central de 2 T con un pico de campo magnético de 2.6 T en el mismo superconductor. Los picos de los campos magnéticos en los superconductores en el BT y ECT son de 3.9 y 4.1 T respectivamente.

Los imanes son enfriados indirectamente mediante el flujo de helio a 4.5 K a través de tubos soldados a las cubiertas de las bobinas.

3.1.2. El detector interno

Inmediatamente después del eje del haz y contenido dentro del solenoide que provee un campo magnético nominal de 2T, se encuentran los tres subdetectores de trazas, tal como se puede observar en el esquema de la Figura 3.3. Este sistema combina detectores de muy alta resolución para distancias cortas al punto de interacción con detectores continuos de trazas a distancias más lejanas.

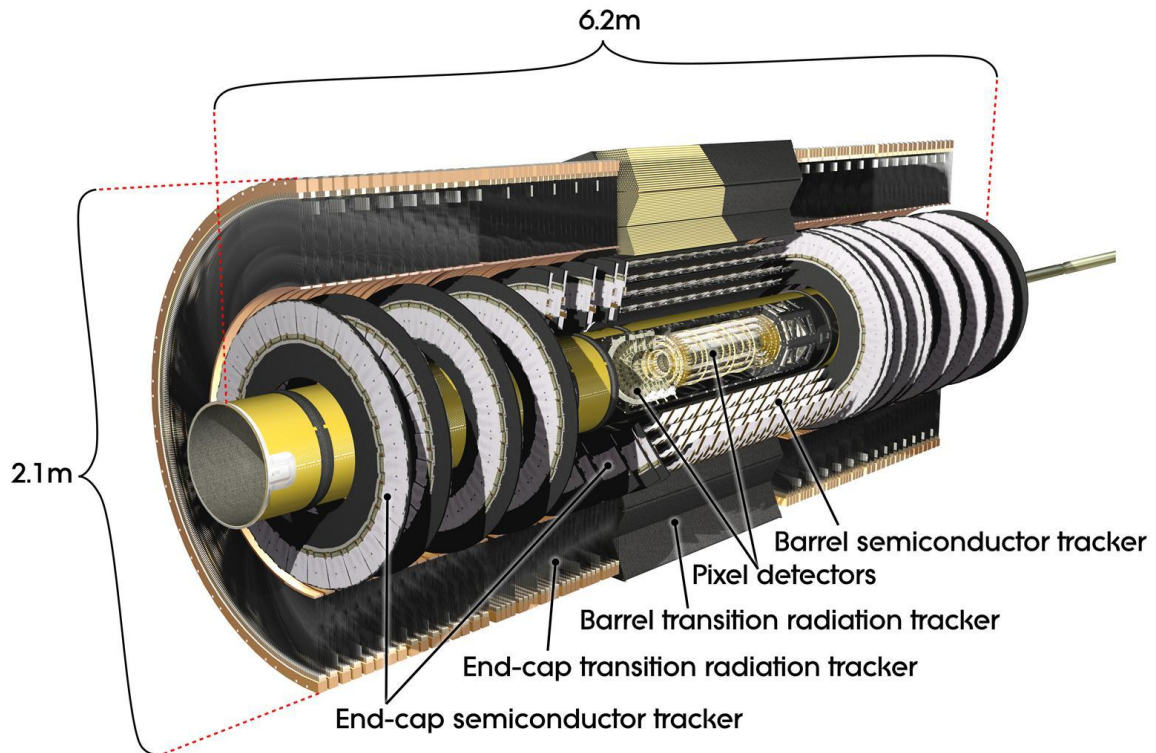


Figura 3.3: Esquema del detector interno

Los análisis presentados en este trabajo, utilizan datos recolectados por el detector ATLAS tanto durante *Run-I* como en *Run-II*. Como se sabe, el detector cambió considerablemente de

uno a otro período. En particular, el detector de pixeles fue uno de los más afectados. Es por esta razón que en las siguientes secciones se detallarán los parámetros característicos del *Run-II* e inmediatamente y entre paréntesis se mostrará su valor para el caso del *Run-I*.

Detector de pixeles y la capa insertable B (IBL)

El detector de pixeles de ATLAS, es la componente del detector que se encuentra más cerca del punto de interacción y está compuesto por cilindros concéntricos en el barril a 5cm, 9cm y 12cm del tubo del haz de protones (a 4cm, a 10cm y a 13 cm para el *Run-I*) y tres discos en cada tapa. Estos, proveen mediciones de altísima precisión y granularidad tan cerca del punto de interacción como es posible. El sistema contiene en total 8×10^7 canales de lectura, con áreas de $14 \times 115 \mu\text{m}$ en $(R\phi, z)$, capaces de resolver la posición de las partículas mejor que $14 \mu\text{m}$.

Durante el *long LHC shutdown*¹ se instaló una Capa B movable (IBL del inglés *Insertable B-Layer*[22]). Esta provee una medida de trazas adicional aún más cercana al punto de colisión, aumentando la capacidad de *b-tagging*. La capa IBL redujo la distancia de la capa del detector de pixeles mas cercana al punto de interacción de 5.05 cm a 3.27 cm. También se instaló un nuevo tubo del haz con un radio de 25 mm, a diferencia del anterior de 29 mm.

Rastreador semiconductor (*Semiconductor Tracker SCT*)

Por fuera del detector de píxeles se encuentra el detector semiconductor de trazas (SCT) que consta de ocho capas de detectores de micro bandas de silicio que provee puntos de alta precisión en las coordenadas $(R\phi, z)$. La resolución espacial es de $17 \mu\text{m}$ en $R\phi$ y de $580 \mu\text{m}$ en z y tiene 6.3 millones de canales. Las trazas pueden distinguirse si están separadas más de $\sim 200 \mu\text{m}$. El SCT cubre el rango de pseudorapidez de $|\eta| < 2.5$.

Rastreador de radiación de transición (*Transition Radiation Tracker TRT*)

La parte más externa del detector de trazas es el detector de radiación de transición (TRT). Este detector está basado en el uso de detectores tubos que pueden operar a alta frecuencia de eventos gracias a su pequeño diámetro (4mm) y la aislación de sus hilos centrales en volúmenes de gas individuales.

El TRT además de detectar el pasaje de partículas cargadas, detecta la radiación de transición que permite distinguir entre partículas cargadas pesadas y livianas. La separación entre señales de trazas y de radiación por transición se hace analizando tubo por tubo impactos de alto umbral e impactos de baja señal. El largo de los tubos varía según la zona del detector, llegando hasta los 144 cm en la zona del barril. El barril contiene 50000 tubos y las tapas contienen 320000 tubos orientados radialmente. El número total de canales es de 420000 y la resolución espacial es de 0.17mm.

¹período desde 2012 hasta 2015 donde el detector fue detenido para realizar mejoras

3.1.3. Calorímetros

Alrededor del detector interno y el solenoide, se ubican los calorímetros electromagnético en primer lugar, y hadrónico en segundo lugar, cubriendo la región del barril de pseudorapidez $|\eta| < 3.2$. Además, se encuentran dos calorímetros que miden los depósitos de energía en la zona de alto η con menor precisión: el HEC y el FCAL. En total el sistema cubre una región de pseudorapidez de $|\eta| < 4.9$. La Figura 3.4 presenta un esquema de calorímetros de ATLAS.

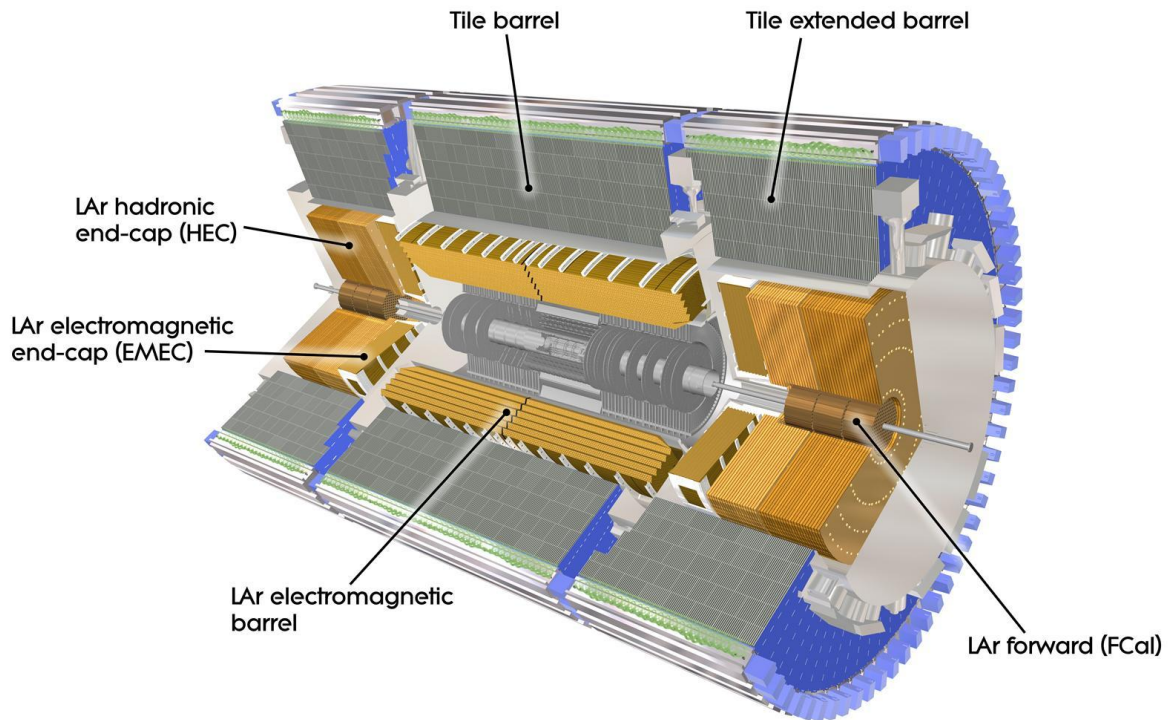


Figura 3.4: Esquema general del calorímetro del detector de ATLAS

Calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético se divide en una parte central (*barrel*): $|\eta| < 1.475$ y los extremos (*end-caps*): $1.375 < |\eta| < 3.2$. El barril está compuesto por dos mitades, separadas por una distancia pequeña (6 mm) a $z = 0$. Las tapas del calorímetro están divididas en dos ruedas coaxiales: una rueda externa cubriendo la región $1.375 < |\eta| < 2.5$ y una parte interna que cubre la región $2.5 < |\eta| < 3.2$.

El calorímetro electromagnético es un detector de muestreo de Argón Líquido (LAr) con electrodos de kaptón en forma de acordeón y planchas absorbentes de plomo. El espesor total del calorímetro electromagnético es $>22 X_0$ en el barril y $>24 X_0$ en las tapas, (X_0 = longitud de radiación).

En la región dedicada a los estudios de física de precisión ($|\eta| < 2.5$) el calorímetro electromagnético está segmentado en tres secciones longitudinales. La sección de las bandas (*strips*) que tiene un espesor constante de $\sim 6 X_0$ en función de η , está equipado con bandas finas de 4 mm de largo en la dirección η . Esta sección actúa como un detector de pre-cascada (*pre-shower*) aumentando la capacidad de identificación de partículas, (como por ejemplo la distinción entre γ y π_0 o entre electrón y π^\pm) y dando una precisa medición de la posición en η .

La sección del medio está segmentada transversalmente en torres cuadradas de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.025 \times 0.025$ ($4 \times 4 \text{ cm}^2$ en $\eta = 0$). El espesor total del detector hasta el final de la sección del medio es $\sim 24 X_0$.

La sección mas externa tiene una granularidad de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.025 \times 0.05$ y su espesor varía entre 2 y 12 X_0 .

Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico de ATLAS cubre el rango $|\eta| < 4.9$ usando diferentes materiales.

La parte del barril de este sistema consiste de un calorímetro de muestreo que utiliza acero como absorbente y tejas centelladoras como material activo. Las tejas están ubicadas radialmente y apiladas en profundidad. La estructura es periódica en z . Las tejas tienen un espesor de 3 mm y el espesor de las placas de acero en un período es de 14 mm.

El calorímetro de tejas se extiende radialmente desde un radio interno de 2.28 m hasta un radio externo de 4.25 m.

En la región de las tapas, el calorímetro hadrónico consiste en dos ruedas de 2.3 m de radio, perpendiculares al tubo del haz, hechas con placas de cobre y tungsteno como material absorbente y argón líquido como material activo. Estos detectores extienden la aceptación del calorímetro de ATLAS hasta prácticamente cubrir el ángulo sólido del punto de colisión.

3.1.4. Espectrómetro de muones

Los muones de alto p_T generados en el punto de interacción tienen un altísimo poder de penetración y son poco interactuantes. Por ello el espectrómetro de muones [23] se encuentra situado en la parte más exterior del detector ATLAS, alrededor del sistema toroidal de imanes, y está diseñado para obtener mediciones de alta precisión de posición e impulso de muones de alto p_T .

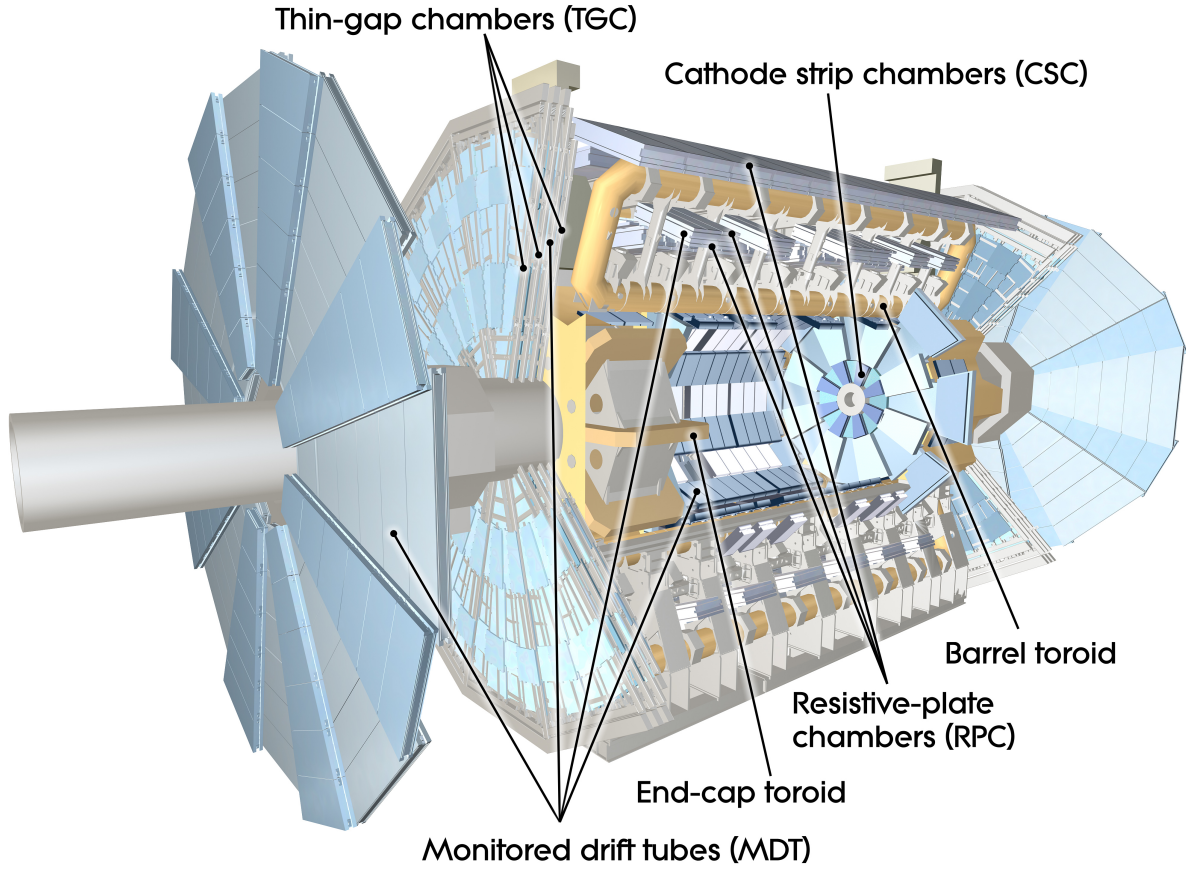


Figura 3.5: Espectrómetro de muones del detector de ATLAS

La figura 3.5 muestra un esquema del espectrómetro de muones de ATLAS. Es el subdetector más grande y el que le da a ATLAS su tamaño.

La región del barril está compuesta por tres capas concéntricas de cámaras de trigger y de cámaras de precisión posicionadas a 5m, 7.5m y 10m del tubo del LHC, cubriendo la región $|\eta| < 1$. Las regiones de las tapas están compuestas por cuatro capas de cámaras de trigger y cámaras de precisión a $|z| = 7.4\text{m}$, 10.8m , 14m y 21.5m cubriendo el rango de $1.0 < |\eta| < 2.7$. Hay una pequeña brecha en $|z| = 0$ que permite el acceso de los servicios al ID.

En la región del barril, las trazas se miden en cámaras arregladas en tres capas cilíndricas alrededor del eje del haz; en las regiones de transición y tapas, las cámaras se instalan verticalmente, también en tres estaciones. En la mayor parte del rango de η , se provee una medición de precisión de las coordenadas de las trazas en la dirección principal de curvatura del campo magnético, gracias a los *Monitored Drift Tubes (MDTs)*. Para alta pseudorapidez y cerca del punto de interacción, se utilizan *Cathod Strip Chambers (CSCs)* con alta granularidad para el plano entre $2 < |\eta| < 2.7$, para lidiar con la alta tasa de eventos y condiciones de fondo.

El sistema de trigger cubre un rango de pseudorapidez $|\eta| \leq 2.4$. Se utilizan *Resistive Plate*

Chambers (RPCs) en el barril y *Thin Gap Chambers (TGCs)* en las regiones de las tapas. Las cámaras de trigger para el espectrómetro de muones de ATLAS sirven para los siguientes propósitos:

1. identificación de cruce de bunches, requiriendo un tiempo de resolución mejor que el espaciado de 25 ns de bunches del LHC;
2. un trigger con cortes de p_T bien definidos en campos magnéticos moderados, requiriendo una granularidad del orden de 1 cm;
3. medida de la segunda coordenada en una dirección ortogonal a la medida por ellas cámaras de precisión, con una resolución típica de entre 5 y 10 mm.

3.1.5. Sistema de trigger

El sistema de trigger reduce la tasa de datos a un nivel que pueda ser registrado en los discos. El LHC es capaz de generar colisiones a una frecuencia de 1 GHz, y cada evento en ATLAS genera 25 MB de datos “crudos” (luego reducida a 1.5 MB). Durante el *Run-I*, este sistema constó de tres niveles: el trigger L1, el trigger L2, y el Event Filter (EF).

El trigger a *Level 1* (L1) busca en las colisiones objetos de alto p_T o alta energía faltante E_T^{miss} , usando información de los calorímetros y los subsistemas de muones RPCy TGC. La tasa de salida del trigger L1 es de 100 kHz con una latencia de $2 \mu s$.

Además, el trigger reduce la tasa de eventos mediante la búsqueda de eventos interesantes utilizando las granularidades del calorímetro y el ID en regiones de interés (RoI) en η y ϕ identificadas por el trigger L1. La tasa de salida del L2 es de 1 kHz y tiene una latencia de hasta 10 ms.

Finalmente, el Event Filter selecciona eventos para análisis de física utilizando algoritmos muy similares al offline con tiempos de procesamiento de unos pocos segundos. La tasa de salida del EF resulta ser de aproximadamente 200 Hz.

El sistema de trigger de ATLAS fue mejorado para *Run-II* y cuenta actualmente con una estructura de dos instancias: el trigger L1, al igual que en *Run-I*, y el trigger de High-Level (HLT). Este último esencialmente reemplazó el L2 y EF del *Run-I*. La tasa de salida para el HLT es de aproximadamente 1 kHz.

Capítulo 4

Simulación de eventos

En todo análisis de datos el uso de muestras Monte Carlo es necesario, ya sea para comparar los resultados obtenidos con predicciones de distintos modelos, como para realizar estudios de fondos, señal e incertezas sistemáticas, o para estudiar la respuesta del detector. Para este trabajo de Tesis, los generadores utilizados para la creación de estas muestras fueron POWHEG [24], PYTHIA [25], MADGRAPH5 [26], SHERPA [27], tal como se describe en las Secciones 6.2 y 7.1.2. Asimismo, es necesario en la mayoría de los casos, simular el paso de las partículas producidas en los procesos específicos por el detector ATLAS. Para tal fin se ha implementado una simulación detallada del detector que resulta en eventos con un formato idéntico a las señales de datos reales. La simulación está integrada al software de ATLAS (Athena) y utiliza el paquete de simulación GEANT4 [28].

Más allá que cada uno de estos generadores tienen sus características particulares, todos intentan describir la generación de eventos Monte Carlo de un dado proceso físico ya sea en su totalidad o alguna etapa en particular de la misma. A continuación se desarrollan las generalidades de los mismos.

4.1. Glosario para generadores

La generación de eventos Monte Carlo para colisiones de haces de protones a altas energías, implica el estudio de las interacciones entre sus constituyentes. Debido a su naturaleza compuesta, las interacciones entre protones resultan extremadamente complejas, tal como se muestra esquemáticamente en la Figura 4.1[29]. Desde la interacción entre partones hasta las partículas detectadas por ATLAS, existen ciertas etapas que se pueden identificar para facilitar su comprensión y que serán brevemente explicadas a continuación.

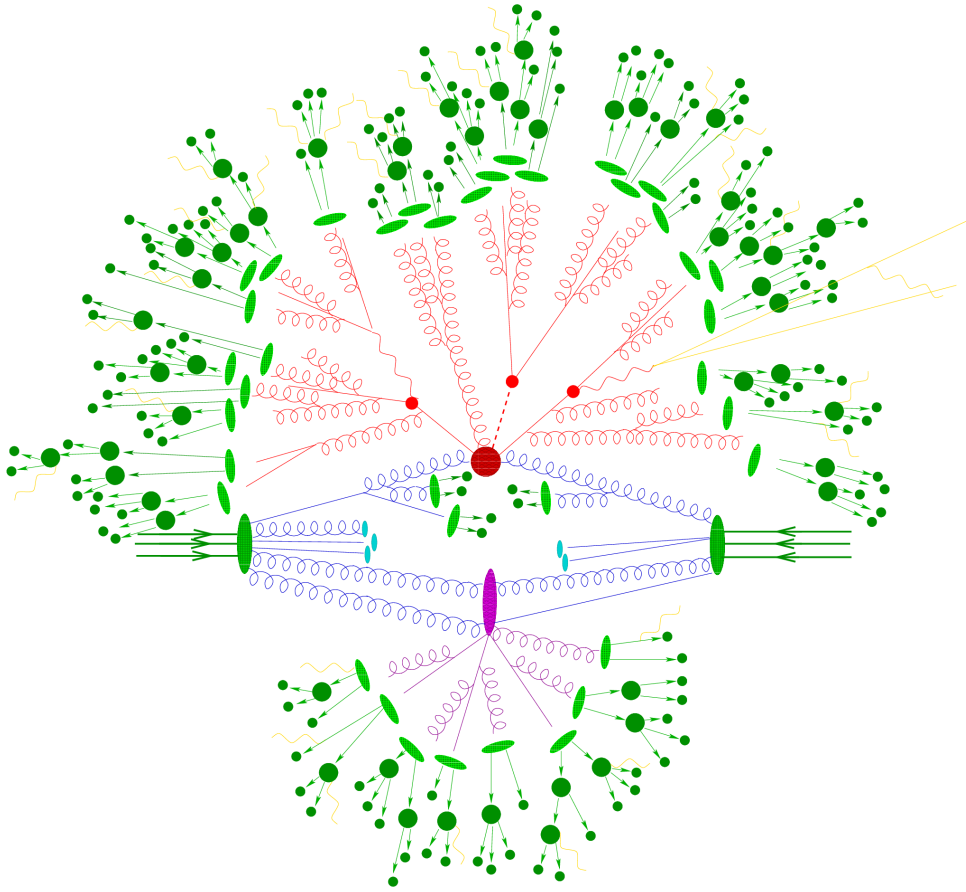


Figura 4.1: Esquema de una colisión protón protón tal como se simulan con un generador de eventos Monte Carlo. El círculo rojo central representa la colisión dura, que está rodeada por una estructura de tipo árbol que representa cómo se simulan las lluvias partónicas. El círculo violeta indica un evento de dispersión dura secundaria. Las transiciones partón a hadrón están representadas por los círculos verde claro, los decaimientos hadrónicos están indicados por los círculos verde oscuro, y las líneas amarillas señalan radiación de fotones.

4.1.1. Proceso duro (*Hard scattering*)

Es la colisión entre dos partones de los protones. El gráfico de arriba a la izquierda en la Figura 4.2 muestra en azul los dos partones iniciales, y también un ejemplo de dos partones salientes producto de la colisión.

4.1.2. Lluvias partónicas

Después de la generación del proceso de dispersión dura a cierta escala, se pasa a la siguiente etapa de producción de lluvia partónica [30], que se basa en generaciones sucesivas aleatorias de emisiones de gluones o creación de pares $g \rightarrow q\bar{q}$. Cada una es generada a una escala menor a la emisión anterior, siguiendo una distribución QCD perturbativa que depende del impulso de

todas las emisiones previas. Las elecciones de escala más comunes para el ordenamiento de las emisiones son la virtualidad Q^2 , el momento transverso o el ángulo. La lluvia de partones se detiene a una escala del orden de 1 GeV, donde comienza el proceso de hadronización.

4.1.3. Evento subyacente (*Underlying event*)

Todo aquello que no se origine de los partones salientes del proceso duro, es llamado *underlying event*. Podemos encontrar tres contribuciones al evento subyacente:

1. **Interacciones multipartónicas (MPI):** Son las posibles colisiones entre partones que no estén involucrados en el proceso duro. En el gráfico inferior izquierdo de la Figura 4.2, está representado por los partones rojos, y el gráfico superior derecho de la misma figura muestra los correspondientes partones salientes.
2. **Radiación del estado inicial (ISR del inglés Initial State Radiation):** A la radiación proveniente de alguno de los partones incidentes, ya sea del proceso duro como los de MPI, se la llama radiación del estado inicial. La distribución angular de la misma es prácticamente independiente del proceso duro. En los gráficos de la Figura 4.2, está representada por la línea punteada verde.
3. **Radiación del estado final (FSR del inglés Final State Radiation):** Del mismo modo que los partones de los hadrones iniciales pueden radiar, los partones salientes pueden también hacerlo y recibe el nombre de radiación del estado final. Los jets de partículas resultantes se manifiestan en las regiones *Toward* y *Away* de la Figura 4.2.

4.1.4. Haces remanentes

Los partones que no colisionen entre sí no participando en la interacción dura ni en el evento subyacente, quedan como remanentes del haz.

4.1.5. Hadronización

Luego que la lluvia partónica alcanza la escala del orden del GeV, comienza el proceso de hadronización. En esta instancia, los partones en el estado final son recombinados para formar hadrones, según el requerimiento de confinamiento de color. Este proceso involucra sólo pequeñas transferencias de momento, por lo que no puede ser tratado perturbativamente. Dado que las distribuciones del momento longitudinal y transversal son esencialmente preservadas, los hadrones del estado final resultan colimados dentro de una región angular (relativamente pequeña) en torno a la dirección del partón original, formando jets. Los hadrones inestables pueden decaer, con lo que el estado final queda así compuesto por hadrones, leptones y fotones. Esta transición no perturbativa tiene lugar en la escala de hadronización Q_{had} . Ante la ausencia de una solución

de primeros principios, los generadores de eventos utilizan modelos fenomenológicos inspirados en QCD para describir esta transición.

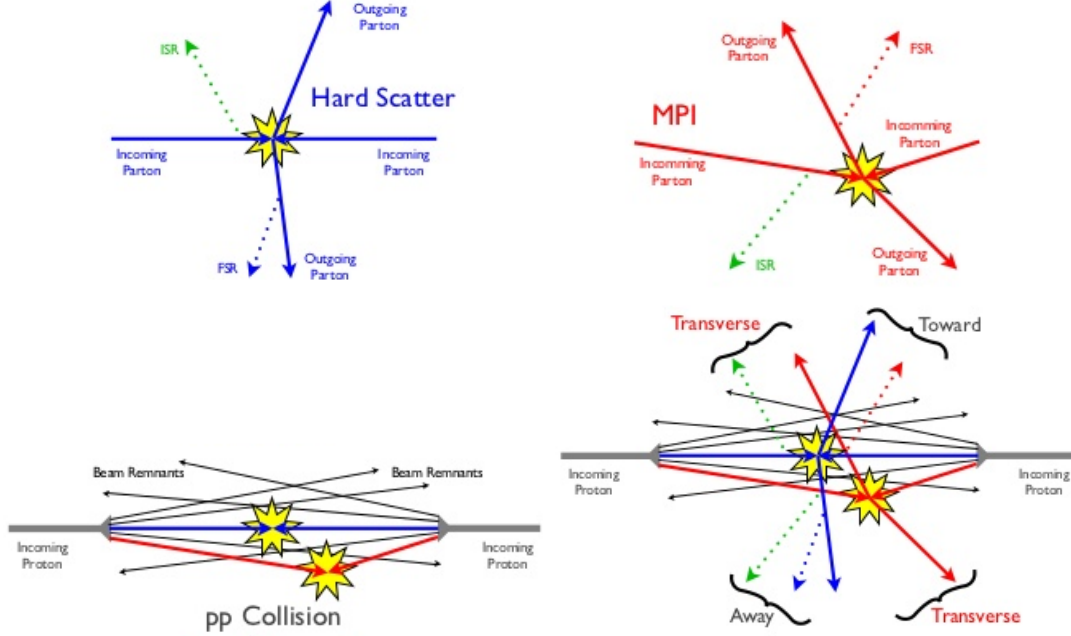


Figura 4.2: Esquema de una colisión entre dos partones [31]. El gráfico de arriba a la izquierda muestra la interacción principal donde en azul se observan los dos partones incidentes y en rojo los partones salientes, producto de la colisión. Todo aquello que no se origine del proceso duro, será evento subyacente. Las interacciones multi partónicas se observan en rojo y representan las colisiones entre partones no involucrados en el proceso duro. Las líneas punteadas en todos los gráficos esquematizan la radiación de los partones incidentes (ISR) o salientes (FSR).

4.2. *Pile up*

Todas las colisiones pp diferentes a la colisión de interés, se engloban bajo el nombre de *pile up* [32]. Se pueden diferenciar dos tipos de pile up:

- **in-time pile up:** colisiones pp adicionales que ocurren en el mismo cruce de bunches que el de la colisión de interés.
- **out-of-time pile up:** como en el detector ATLAS muchos de los subsistemas tienen ventanas de sensibilidad mayores a 25 ns, que es la separación entre bunches, existen colisiones pp adicionales provenientes de los cruces de bunches anterior y posterior a la colisión de interés.

Capítulo 5

Reconstrucción, identificación y selección de objetos físicos

5.1. Fotones

Como se explicó anteriormente, este trabajo consta fundamentalmente de dos estudios para la determinación de las propiedades del bosón descubierto en el año 2012 por la colaboración ATLAS. Estos fueron realizados en distintos períodos de toma de datos, lo que implica distintas configuraciones del detector. Si bien hubo cambios fundamentales en la *performance* del mismo, consideramos detallar en esta sección la caracterización de los objetos involucrados tal como se utilizó en el *Run-II*. En el caso del espín donde también se utilizaron datos del *Run-I*, si llegara a haber algún detalle del análisis en el que sea relevante la diferencia con respecto a la forma de reconstruir el objeto o su *performance*, se explicará pertinentemente.

5.1.1. Reconstrucción

La reconstrucción de fotones comienza con depósitos de energía (*clusters*) en el calorímetro electromagnético con $E_T > 2.5$ GeV en torres de tamaño 0.075×0.125 en el plano $\eta \times \phi$ [33]. El algoritmo de reconstrucción busca posibles coincidencias entre clusters de energía y trazas reconstruidas en el detector interno y extrapoladas al calorímetro. Las trazas bien reconstruidas y que coinciden con clusters, son calificadas como candidatos a electrón mientras que los clusters sin trazas coincidentes son clasificadas como candidatos a fotón no convertido. Debe mencionarse que la cantidad de fotones generados no convertidos reconstruidos como convertidos es despreciable. Los clusters que coinciden con pares de trazas y que son consistentes con la hipótesis de un proceso de conversión $\gamma \rightarrow e^+e^-$ son clasificados como candidatos a fotón convertido. Debido a la ambigüedad intrínseca entre las señales de un fotón y de un electrón, los clusters pueden ser reconstruidos tanto con hipótesis de electrón como de fotón para maximizar la eficiencia de reconstrucción de ambos.

La eficiencia de reconstrucción correcta de fotones usando clusters y trazas es de 97 %, mientras que el 3 % restante son candidatos a electrón incorrectamente reconstruidos. Cuando requerimos que el p_T generado sea mayor a 20 GeV y el $|\eta|$ generado menor a 2.37, las eficiencias resultan 98 % para todos los fotones, ~ 100 % para aquellos no convertidos y ~ 96 % para los convertidos.

A continuación se hará una breve descripción del procedimiento de calibración de fotones [34]. La medida de energía se realiza sumando las energías medidas en las celdas del calorímetro electromagnético que pertenecen al candidato a *cluster*. El tamaño es, a diferencia del de *Run-I*, común para todos los candidatos: $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$ en la zona del barril y $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.125$ en las tapas. La energía del *cluster* debe ser corregida por pérdidas de energía en los materiales inactivos en frente del calorímetro, por la fracción de energía depositada fuera del área del *cluster* en el plano $\eta\phi$ y, en el calorímetro hadrónico, en la dirección de la propagación de la lluvia. Finalmente, debido al tamaño finito del *cluster* en las coordenadas η y ϕ y la variación de la cantidad de material absorbente atravesado por las partículas incidentes como función de ϕ , es necesario introducir una corrección más que tenga en cuenta la variación de la respuesta de energía como función del punto de impacto en el calorímetro.

5.1.2. Identificación de fotones

El algoritmo de identificación de fotones se basa en los perfiles de energía lateral y longitudinal de la lluvia medida en el calorímetro [35]. Primero se usa la fracción de energía en el calorímetro hadrónico, junto con la forma del perfil lateral de la lluvia medida en la segunda capa del calorímetro electromagnético, para poder rechazar candidatos a fotones que vengan de jets con una gran componente hadrónica; esta es la selección *loose*. Luego, los observables construidos a partir de medidas en la primer capa de alta granularidad del calorímetro son utilizados para discriminar fotones *prompt* -originados en el punto de interacción- de los pares de fotones superpuestos que tienen origen en decaimientos de mesones neutros producidos en la fragmentación de jets. Basados en estas variables discriminantes, se definen dos conjuntos de criterios de identificación, para candidatos a fotones convertidos y no convertidos: esta es la selección *tight*. Los criterios de identificación se basan en cortes rectangulares optimizados utilizando lluvias electromagnéticas simuladas en eventos γ -jet y jets simulados en eventos de dijets. A su vez, fueron re-optimizados para las condiciones del *Run-II* usando muestras de fotones directos, de modo de mantener la misma eficiencia para el fondo que para *Run-I*.

La eficiencia de identificación de los fotones no convertidos (convertidos) varía entre 85 % a 95 % (90 % a 98 %) entre 25 GeV y 200 GeV. Se aplican correcciones a las variables de forma de la lluvia electromagnética de los fotones simulados, para tener en cuenta pequeñas diferencias observadas entre datos y simulación [36].

Se observó también que la eficiencia de identificación de fotones decrece cuando el *pile up*

crece, mientras que el rechazo del fondo es estable.

5.1.3. Vértice primario del sistema de dos fotones

Preseleccionando fotones loose con $E_T > 25$ GeV y $|\eta| < 2.37$ excluyendo la región del crack, se procede a computar el vértice del par.

La masa invariante $m_{\gamma\gamma}$ de los dos fotones está dada por:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\alpha)}, \quad (5.1)$$

donde E_1 y E_2 son las energías de los dos fotones, y α es el ángulo de apertura entre ellos con respecto a su vértice de producción. Resulta entonces importante la selección del vértice de producción del sistema de dos fotones para la resolución de la medida de α , y por lo tanto para la medida precisa de $m_{\gamma\gamma}$.

El vértice de producción del sistema de dos fotones se selecciona utilizando un análisis multivariacional (MVA) que combina la información de posición de cada candidato a vértice [37]. Las variables de *input* que se utilizan son las siguientes: la posición en z de la intersección de las trayectorias de los fotones extrapoladas con el eje del haz, la suma de los momentos transversos al cuadrado $\sum p_T^2$ y la suma escalar de los momentos transversos $\sum p_T$ de las trazas asociadas con el vértice; la diferencia en el ángulo azimutal $\Delta\phi$ entre la dirección definida por el vector suma de los momentos de las trazas y la del sistema de dos fotones. Para fotones convertidos, también se usa la posición del vértice de conversión si las trazas de la conversión tienen *hits* en los detectores de silicio. El algoritmo de redes neuronales utilizado selecciona un vértice de 2 fotones dentro de 0.3 mm del verdadero vértice $H \rightarrow \gamma\gamma$ en 87% de los eventos simulados vía producción ggF.

La selección del vértice de producción se estudia con eventos de $Z \rightarrow e^+e^-$ en datos y simulación removiendo las trazas de los electrones de los eventos y luego midiendo la eficiencia para encontrar el vértice asociado con la producción del bosón Z. El vértice primario de 2 fotones es usado para redefinir la dirección de los candidatos a fotones, resultando en una mejora en la resolución de $m_{\gamma\gamma}$.

5.1.4. Requerimientos de aislamiento

A los fotones se los obliga a satisfacer la condición de aislamiento basada tanto en el calorímetro (capaz de detectar partículas neutras) como basada en la traza (más robusta respecto del pile up).

El aislamiento calorimétrico (topoetconeXX) se define como la suma de la energía en clusters topológicos contenidos en un cono de tamaño $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.XX$, con $0.XX = 0.20$ o 0.40 , alrededor del candidato a fotón [38]. Las contribuciones de pile up y *eventos subyacentes* son removidas usando una corrección de energía ambiente calculada con

jets de bajo p_T del evento [39]. En contraste con el *Run-I*, en el que se usó un cono de aislamiento de $\Delta R = 0.40$, se eligió un cono de tamaño $\Delta R = 0.20$ para reducir la dependencia con el pile up. La utilización de un cono más pequeño ayuda también a reducir ineficiencias en ambientes poblados tal como los que provienen de la producción $t\bar{t}H$.

El aislamiento basado en trazas (ptconeXX) está definido como la suma del p_T de las trazas que se encuentren dentro de $\Delta R = 0.XX$ del candidato a fotón. A las trazas incluidas en esta suma se les requiere tener $p_T > 1$ GeV y haber sido originadas desde el vértice seleccionado del par de fotones como se detalló en la Sección 5.1.3. En este caso, un cono de aislamiento de $\Delta R = 0.20$ fue utilizado al igual que en *Run-I*.

Los cortes de aislamiento relativos que se escalan con la energía transversa de los fotones, fueron elegidos en oposición a los cortes absolutos utilizados en *Run-I*. La principal motivación por la que se cambió de cortes fijos a relativos, es que se necesita un mayor rechazo para valores bajos de p_T ya que el fondo es mayor. Se eligieron puntos de trabajo optimizando la señal de Higgs (ggF, $H \rightarrow \gamma\gamma$ MC) comparándola con la muestra de fondo continuo (Sherpa $\gamma\gamma$ y γj MC).

La condición de aislamiento para fotones se elige de tal modo que no exceda un corte de $0.065 \times E_T$ para el aislamiento calorimétrico (topoetcone20) y $0.05 \times E_T$ para el aislamiento basado en la traza (ptcone20). Ambos cortes fueron elegidos de tal modo de maximizar la significancia. Se encontró que la eficiencia de aislamiento es comparable con la de *Run-I* para la mayoría de las producciones de Higgs, con la excepción de $t\bar{t}H$ que aumenta alrededor de un 15% debido al menor tamaño del cono de aislamiento calorimétrico. En la Figura 5.1, se puede ver la comparación entre las eficiencias de aislamiento en función del número de vértices primarios en *Run-I* y *Run-II*.

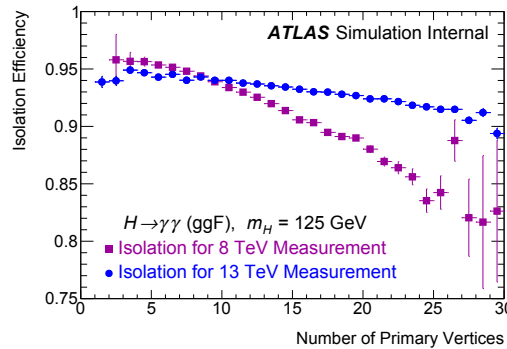


Figura 5.1: Eficiencia de aislamiento versus el número de vértices primarios, para el *Run-I* (violeta) y *Run-II* (azul), usando una muestra Monte Carlo ggF.

5.2. Selección de eventos para el sistema de dos fotones

La selección inclusiva requiere dos fotones aislados y bien identificados con una masa invariante entre 105 y 155 GeV.

Trigger (selección on-line)

Durante el funcionamiento del LHC en 2015 y 2016 a 13 TeV, la selección utilizada en el High Level Trigger (HLT) para guardar candidatos a eventos $H \rightarrow \gamma\gamma$ fue **g35_loose_g25_loose**. Este trigger requiere dos fotones reconstruidos en el HLT pasando la identificación **loose**. Se requiere que un fotón tenga $E_T > 35$ GeV y que el fotón adicional tenga $E_T > 25$ GeV.

La eficiencia del trigger puede ser medida sólo usando datos para triggers de un sólo fotón. Entonces la performance de triggers de multi-objetos tal como **g35_loose_g25_loose** se calcula usando la medida de la eficiencia de **g35_loose** y **g25_loose**.

La eficiencia de los triggers de fotones se obtienen usando tanto simulaciones MC como datos recolectados por ATLAS [40, 40]. En las simulaciones MC se calcula como la fracción de fotones aislados generados pasando *offline* ID y que también coincida dentro de $\Delta R = 0.15$ con un fotón identificado en HLT que pase la selección del trigger.

Las eficiencias de **g35_loose** y **g25_loose** se muestran en la Figura 5.2 como función de la E_T y η de los fotones. La eficiencia como función de la E_T offline se calcula para fotones con $|\eta| < 2.37$ excluyendo la región de transición entre la zona del barril y la tapa del calorímetro electromagnético $1.37 < |\eta| < 1.52$. La eficiencia como función de η se calcula para fotones offline teniendo $E_T > 5$ GeV sobre el umbral del trigger.

La Figura 5.3 muestra la eficiencia de **g25_loose** como función de E_T de fotones offline tanto para datos de 2016 como de fotones directos de eventos simulados MC. La eficiencia de triggers de fotones en función del pile up se muestra en la Figura 5.4. Las eficiencias se calcularon para **g25_loose** (círculos negros) y **g35_loose** (cuadrados rojos) con respecto a los fotones tight offline con impulso transversal de 5 GeV por encima del umbral del trigger, con $|\eta| < 2.37$ y fuera de la región del crack. El gráfico de la izquierda corresponde a la eficiencia como función del número de vértices primarios y el de la derecha como función de las interacciones medias por cruce de bunches.

La eficiencia del trigger de dos fotones **g35_loose_g25_loose** con respecto a la selección del Higgs se obtiene como el producto de la eficiencia de **g35_loose** pesada con la distribución de p_T del fotón dominante por la eficiencia **g25_loose** pesada por la distribución de p_T del fotón subdominante en eventos que pasan la selección del Higgs como en la ecuación 5.2

$$\epsilon_{H \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{g35-g25}} = \int \epsilon^{\text{g35}} P^{\text{lead}} \times \epsilon^{\text{g25}} P^{\text{sublead}} dp_T \quad (5.2)$$

donde P^{lead} y P^{sublead} son las pdf de los fotones dominante y subdominante provenientes del

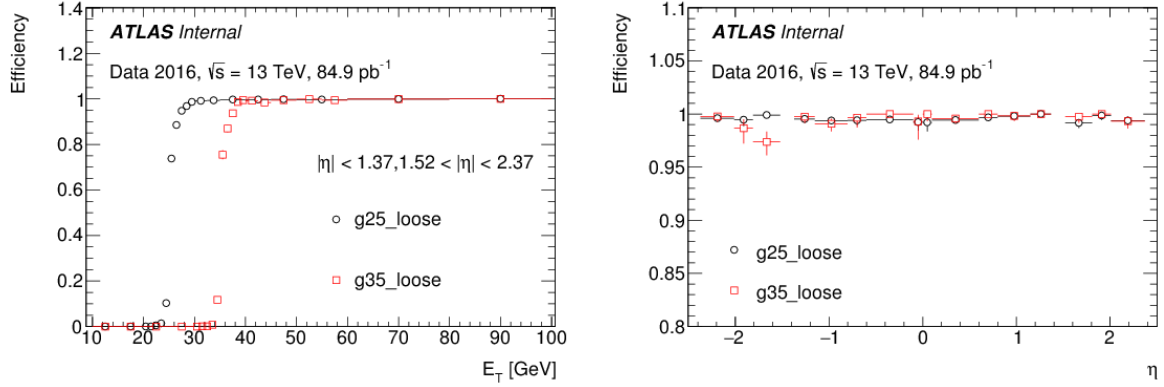


Figura 5.2: Eficiencia de trigger de un solo fotón requiriendo una energía transversa (E_T) mayor a 25 GeV (círculos negros) y 35 GeV (cuadrados rojos) y el criterio de identificación loose de fotones con respecto a fotones reconstruidos offline que pasan la identificación de selección tight. El gráfico de la izquierda corresponde a la eficiencia como una función de la energía transversa del fotón para $|\eta| < 2.37$ excluyendo la región de transición entre la región del barril y tapa del calorímetro electromagnético en $1.37 < |\eta| < 1.52$. El gráfico de la derecha corresponde a la eficiencia calculada como función de la pseudorapidez η del fotón offline para aquellos pasando la identificación tight y E_T 5 GeV por encima del umbral del trigger. Las barras de incertezas que se muestran representan la incerteza estadística.

decaimiento del Higgs como función de p_T , y ϵ^{g35} y ϵ^{g25} son las eficiencias del trigger de un solo fotón con umbrales de p_T de 35 GeV y 25 GeV, respectivamente.

La eficiencia el trigger de dos fotones en $H \rightarrow \gamma\gamma$ es calculada con la ecuación 5.2 usando datos para obtener cada término. Para tener en cuenta las incertezas sistemáticas, se utilizan eventos simulados MC para calcular los términos de la ecuación 5.2. La eficiencia de triggers de un solo fotón fue obtenida con una muestra de fotones directos y la distribución de los fotones dominante y subdominante fueron obtenidas de eventos simulados de $H \rightarrow \gamma\gamma$ producidos vía fusión de gluones.

La eficiencia medida de `g35_loose_g25_loose` con respecto a la selección de $H \rightarrow \gamma\gamma$ es $99.14^{+0.23}_{-0.47}$ (stat) $^{+0.35}_{-0.52}$ (syst) %. La eficiencia medida de `g35_medium_g25_medium` en datos con respecto a dos fotones pasando la selección de $H \rightarrow \gamma\gamma$ es $98.84^{+0.30}_{-0.55}$ (stat) $^{+0.60}_{-0.46}$ (syst) %.

5.2.1. Selección del par de fotones

- **Calidad del evento** Se aplican los requerimientos de calidad estándares. Es decir, se rechazan los eventos con errores en la toma de datos en los calorímetros, o eventos incompletos donde la información de algún detector no se encuentra disponible.
- **Vértice primario** Se requiere al menos un vértice primario reconstruido en el evento.

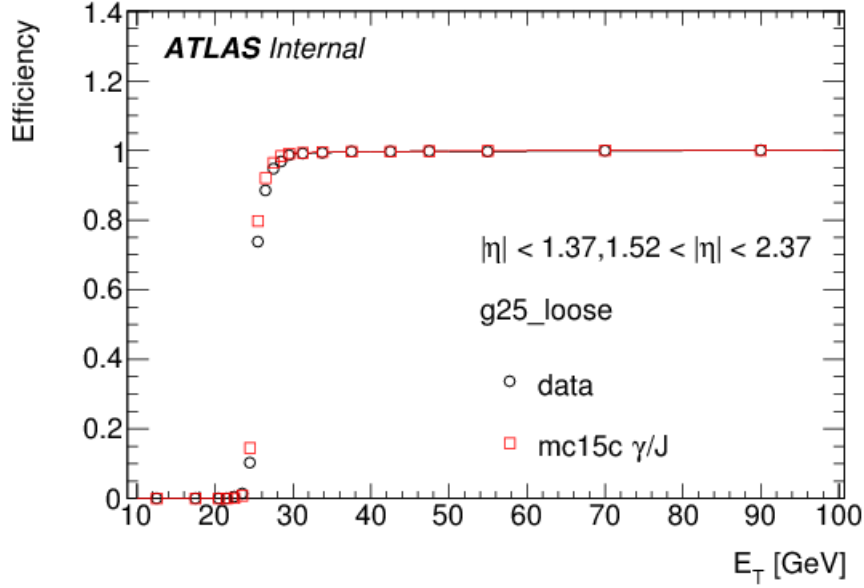


Figura 5.3: Eficiencia de trigger de un solo fotón requiriendo una energía transversa (E_T) mayor a 25 GeV e identificación loose, con respecto a fotones reconstruidos offline y que pasan la selección de identificación tight como una función de la energía transversa de fotones offline para datos (círculos negros) como para fotones directos en eventos simulados de MC (cuadrados rojos).

- **Preselección** Se seleccionan eventos con al menos dos fotones loose con $E_T > 25$ GeV y dentro de la aceptación del detector. De ahora en más, sólo se consideran los dos fotones seleccionados más energéticos. También se aplica la herramienta para distinguir electrones de fotones.
- **Cinemática, calidad y aislamiento** Los fotones dominante y subdominante deben satisfacer los cortes relativos $p_T^1/m_{\gamma\gamma} > 0.35$ y $p_T^2/m_{\gamma\gamma} > 0.25$. También se les aplica los criterios de identificación tight y de aislamiento.
- **Ventana de masa** La selección inclusiva también requiere que los eventos satisfagan $m_{\gamma\gamma} \in [105, 106]$ GeV

5.3. Selección y performance de otros objetos

Por más que los objetos principales en nuestro análisis son los fotones; los jets, leptones y energía faltante E_T^{miss} son también importantes a la hora de separar los diferentes mecanismos de producción y definir así, por ejemplo, las regiones fiduciales presentes en el análisis de la sección eficaz (Ver Sección 7).

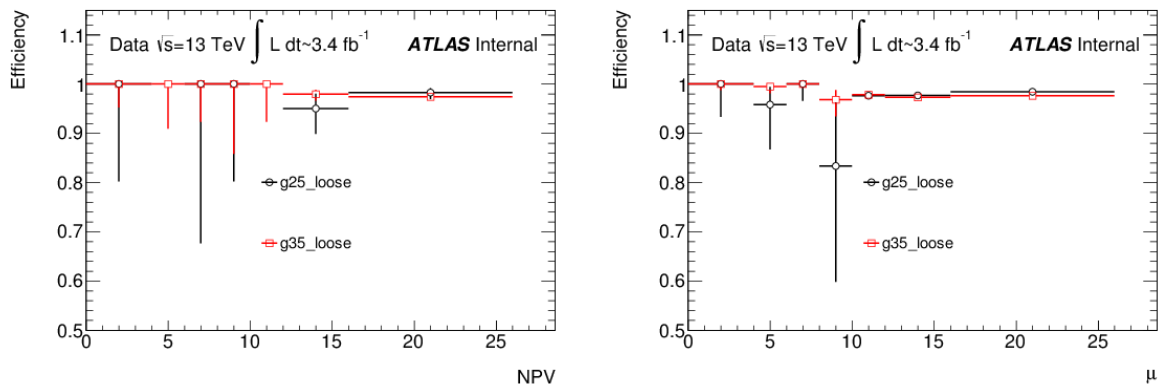


Figura 5.4: Eficiencia del trigger de un fotón requiriendo una energía transversa (E_T) mayor que 25 GeV (círculos negros) y 35 GeV (cuadrados rojos) y criterio de identificación de fotones loose con respecto a fotones reconstruidos offline que pasan la selección de identificación tight para $|\eta| < 2.37$ excluyendo la región de transición entre el barril y la tapa del calorímetro electromagnético en $1.37 < |\eta| < 1.52$. Los cortes offline en E_T se fijan al umbral del trigger + 5 GeV. El gráfico de la izquierda corresponde a la eficiencia en función del número de vértices primarios en el evento, y el gráfico de la derecha a la eficiencia en función de las interacciones medias por cruce de bunches. Las barras representan la incerteza estadística.

5.3.1. Jets

Los jets se reconstruyen usando el algoritmo anti- k_t [41] con el parámetro $R = 0.4$ y se requiere que tengan $|\eta| < 4.4$ y $p_T > 25$ GeV. Aquellos jets que se encuentren a menos de $\Delta R = 0.2$ de un electrón aislado o $\Delta R = 0.4$ de un fotón aislado serán descartados. El punto de partida para la reconstrucción de jets son los clusters topológicos tridimensionales [42, 43, 44] formados con la energía de calibración apropiada para las lluvias electromagnéticas. La energía de los jets se calibra usando factores de escala extraídos de eventos de dos jets simulados, buscando coincidencias entre la energía a nivel generador y reconstrucción de los jets. La dependencia con el pile up de la respuesta de jets se suprime aplicando una corrección de energía ambiente tomada como la mediana de la densidad de E_T del evento, evaluada evento a evento, multiplicada por el área del jet [45]. Se aplica una corrección adicional para el pile up residual que reduce aún más la dependencia con el pile up, en particular en la región hacia adelante del detector. Esta corrección es proporcional al número de vértices primarios reconstruidos y al número promedio de interacciones por cruce de bunches, $\langle \mu \rangle$. Para suprimir jets producidos en interacciones adicionales de pile up (cada jet dentro de la aceptación de trazas: $|\eta_{\text{det}}| < 2.4$), se impone un Jet Vertex Tagger (JVT) [46] definido como la suma del p_T de las trazas asociadas con el jet que hayan sido producidas en el vértice primario del sistema de dos fotones, dividida por la suma del p_T de las trazas asociadas con el jet de todas las colisiones de vértices, mayor a 0.5 (0.25)

para datos de 7 TeV (8 TeV).

Para identificar jets que contienen un hadrón b (b-jets), se utiliza un algoritmo de red neuronal para combinar información de las trazas en un jet. Como la vida media de estos hadrones es relativamente larga ($\sim 10^{-12}$), la red neuronal explota las medidas de los parámetros de impacto de las trazas¹, vértices secundarios y la salida de los algoritmos de la topología de decaimientos.

5.3.2. Leptones

Electrones

Los electrones se reconstruyen a partir de clusters de energía en el calorímetro EM, asociados con trazas reconstruidas en el detector interno. Primero se requiere que los electrones tengan $p_T > 10$ GeV y estén en una región definida por $|\eta| < 2.47$. Los electrones dentro de la región de transición del calorímetro EM $1.37 < |\eta| < 1.52$ no se consideran. Además, los electrones deben presentar una significancia $|d_0/\sigma(d_0)| < 5$ con respecto al vértice primario y $|z_0 \sin \theta| < 0.5$ mm. Finalmente, el criterio de aislamiento loose se requiere a los electrones que pasen los cortes anteriores [47].

Muones

Los candidatos a muones se reconstruyen también de trazas en el detector interno y el espectrómetro de muones [48]. Los muones deben tener un $p_T > 10$ GeV y $|\eta| < 2.7$ así como una significancia $|d_0/\sigma(d_0)| < 3$ con respecto al vértice primario y $|z_0 \sin \theta| < 0.5$ mm. El mismo criterio de aislamiento que se utilizó para electrones se aplica a los muones.

5.3.3. Energía transversa faltante

La E_T^{miss} se define como la energía transversa que no se detecta, y se basa principalmente en la conservación de la energía. En el LHC, la energía inicial de las partículas que viajan transversalmente al eje del haz es casi nula, por lo que cualquier momento neto diferente de cero en el plano transversal es una indicación de una partícula no detectada. El vector de desbalance en el plano transversal se obtiene del vector negativo de la suma de los tres momentos de todas las partículas detectadas en el evento. Una descripción completa del algoritmo para determinar E_T^{miss} se encuentra en [49, 50]

¹ d_0 parámetro de impacto transversal definido como la distancia transversal al eje del haz en el punto de máximo acercamiento. z_0 parámetro de impacto longitudinal definido como la posición de la traza en z en el punto de máximo acercamiento.

Capítulo 6

Estudio de J^P del bosón de 125 GeV

En este capítulo se desarrollará el análisis del espín del estado bosónico $X(J^P)$ con masa 125 GeV descubierto en ATLAS y CMS considerando dos hipótesis, $J = 0, 2$ en el canal de dos fotones. Para el mismo, se utilizaron datos de 7 TeV y 8 TeV correspondientes al *Run-I* del LHC. Luego, se presentará un estudio preliminar de la factibilidad de la medición de las propiedades CP del bosón de 125 GeV utilizando diferentes posibles luminosidades integradas.

6.1. Estudio del espín del bosón de 125 GeV en el canal de decaimiento a dos fotones

El Modelo Estándar, tal como fue explicado en la Sección 2.1, propone la existencia de un bosón de masa desconocida, espín 0 (cero) y paridad par [Aad2015]. Sabemos que la partícula encontrada en 2012 por las colaboraciones ATLAS y CMS del LHC corresponde a un bosón, de modo que su espín no puede ser semientero. Pero bien podría ser 0, 1, 2 Respecto del valor de espín = 1, al realizar el estudio en el canal de decaimiento en dos fotones, esta posibilidad queda completamente descartada como se muestra por la regla de selección para partículas que decaen en dos fotones, enunciada en el teorema de Yang-Landau [51, 52].

Se proponen entonces, dos posibles hipótesis a evaluar: aquella correspondiente al Modelo Estándar: espín 0, y la que llamaremos de nueva física: espín 2.

6.1.1. Modelos de espín 2

En un estudio previo [53], el modelo de producción y decaimiento de un bosón con espín 2 fue descrito a través de un conjunto de amplitudes de transición, calculadas con acoplamientos efectivos implementados con el generador JHU [54]. En esta modelización, los dos únicos mecanismos de producción de una partícula de espín 2 X son la fusión de gluones $gg \rightarrow X$, y la aniquilación quark-antiquark $q\bar{q} \rightarrow X$. Estas dos producciones llevan a diferentes estados de polarización para X y por ende diferente cinemática de los productos de decaimiento. En el canal

que nos concierne ($X \rightarrow \gamma\gamma$), la sensibilidad al estado de espín es mayor para el caso de 100 % de producción vía fusión de gluones y decrece a medida que la fracción $f_{q\bar{q}} = \frac{\sigma_{q\bar{q} \rightarrow X}}{\sigma_{gg \rightarrow X} + \sigma_{q\bar{q} \rightarrow X}}$ aumenta. En el modelo JHU, no está permitida la emisión de partones, por lo que el espectro del momento transversal p_T de la resonancia X no es bien descrito. A continuación se describen modelos más completos en el marco de teorías efectivas.

6.1.2. El modelo de espín 2 en Teoría Efectiva de Campos (EFT)

El modelo de espín 2 proporcionado por JHU resultó ser en cierto modo incompleto, por lo que para el análisis final se utilizó un nuevo modelo conocido como “*Higgs Characterisation*” [55] (HC), basado en el lagrangiano efectivo:

$$L = \frac{1}{\Lambda} \left[\sum_V \kappa_V X^{\mu\nu} \mathcal{T}_{\mu\nu}^V + \sum_f \kappa_f X^{\mu\nu} \mathcal{T}_{\mu\nu}^f \right] \quad (6.1)$$

El tensor de campo de espín 2 $X^{\mu\nu}$ interactúa con los tensores de energía-momento $\mathcal{T}_{\mu\nu}^V$, $\mathcal{T}_{\mu\nu}^f$ de cada bosón vectorial V y fermión f , inspirado por la gravitación. La intensidad de cada interacción es medida por los acoplamientos κ_V, κ_f . En la formulación más simple, todos los acoplamientos son iguales y a esta configuración la llamaremos “escenario de acoplamientos universales” (“universal couplings scenario”, UC). Esta suposición está inspirada en la idea que la gravedad es independiente de la naturaleza del campo, y resulta en el modelo de producción mejor comportado, donde la densidad de corriente de $X^{\mu\nu}$ se conserva.

Bajo la suposición UC, los principales mecanismos de producción son aquellos vía colisiones de partones:

- $gg \rightarrow X$
- $qq, g\bar{q} \rightarrow X$
- $q\bar{q} \rightarrow X$

a los que se hará referencia de ahora en más como “producción QCD”.

Por otro lado, la producción a través de procesos electrodébiles (EW) se espera que sea insignificante ($\frac{\sigma_{EW}}{\sigma_{QCD}} \simeq 0.03\%$).

En la Figura 6.1.2 se ilustran los diagramas para la producción QCD. Los procesos más simples son fusión gluón-gluon y aniquilación quark-antiquark, sin emisión adicional de partones (procesos $2 \rightarrow 1$), también presentes en JHU. La emisión de un partón real (procesos $2 \rightarrow 2$) permite colisiones qg con dos posibles estados de polarización para la partícula de espín 2. Es más, la emisión de dos partones reales (procesos $2 \rightarrow 3$) causa un proceso de fusión de gluones que lleva a una partícula de espín 2 con una polarización típica de la aniquilación de quarks y viceversa. Finalmente, el tensor de estructura del lagrangiano efectivo permite también



(a) Producción de espín 2 sin emisión de partones: modos gg y $q\bar{q}$, donde a representa al fotón.

Figura 6.1: Ejemplos de diagramas de Feynman para la producción de una partícula con espín 2 vía colisión de partones.

la existencia de diagramas de 4 y 5 patas externas. En este contexto, la definición de $f_{q\bar{q}}$, previamente introducida para el modelo JHU, carece de sentido y las contribuciones relativas de los distintos diagramas son predichas por el lagrangiano.

El lagrangiano de la Ecuación (6.1) resulta de un enfoque de “teoría de campos efectiva” (EFT). Esta no es una teoría completa, y será válida hasta cierta escala de energía Λ , que típicamente corresponde a la masa de la nueva partícula, o la energía a la que la nueva física se manifestaría. Según las observaciones recientes, no existe evidencia de nueva física que haya sido descubierta en el LHC, para la escala del TeV. Por lo tanto, se puede suponer $\Lambda \approx 1$ TeV (aunque podría ser mayor). El enfoque de EFT tiene la ventaja de ser independiente del modelo de nueva física, pero como se mencionó es confiable sólo hasta cierta energía de corte, que se considera típicamente $\sim \frac{1}{3}\Lambda$, o hasta ~ 300 GeV en el presente caso. Esta condición debe ser impuesta en todos los análisis de datos: los datos recolectados no deben exceder un corte de $p_T^X < 300$ GeV, de otro modo la teoría no sería válida y cualquier conclusión sería falsa.

Dentro del escenario UC, las tasas de decaimiento (BRs) en cada canal para una partícula de espín 2 son considerablemente diferentes a las predichas para el bosón escalar del Modelo Estándar, tal como se puede observar en la Tabla 6.1. Dado que los BRs observados para diversos canales de decaimiento ($\gamma\gamma$, WW^* , ZZ^* , $\tau^+\tau^-$) son compatibles con aquellos predichos para el bosón del ME, el escenario UC se ve desfavorecido y otros deben ser considerados, con la mis-

ma estructura del lagrangiano, pero con diferentes acoplamientos κ . Tales escenarios, llamados “escenarios de acoplamientos no universales” (non-UC) de ahora en más, pueden encontrarse en la literatura [56]: se trata de modelos con un nuevo sector fuertemente acoplado, o modelos tecnicolores, que permiten la existencia de resonancias de espín 2 que se acoplan a los tensores de energía-momento como un gravitón pero con acoplamientos desconocidos.

La idea es entonces encontrar cocientes entre acoplamientos κ tal que reproduzcan los BRs medidos. En las siguientes subsecciones se utilizará este enfoque tanto para la producción QCD como para la EW.

| BR (%) | $\gamma\gamma$ | $\tau^+\tau^-$ | $b\bar{b}$ | gg | ZZ^* | WW^* | $e^+e^-, \mu^+\mu^-$ | $\nu\bar{\nu} (\times 3)$ | $c\bar{c}$ | light $q\bar{q}$ |
|-------------|----------------|----------------|------------|------|----------|----------|----------------------|---------------------------|------------|------------------|
| espín-2, UC | 5.1 | 2.6 | 7.7 | 41.0 | ~ 0 | ~ 0 | 2.6 | 2.6 | 7.7 | 7.7 |
| ME Higgs | 0.23 | 6.3 | 57.7 | 8.6 | 2.8 | 22.3 | ~ 0 | ~ 0 | 2.9 | ~ 0 |

Tabla 6.1: Tasas de decaimiento (BRs) para una partícula con espín 2 con acoplamientos universales (UC) según la predicción del modelo HC (fila de arriba), y según el bosón de Higgs del Modelo Estándar (fila de abajo).

6.1.3. El modelo EFT de espín 2 con acoplamientos no-universales: producción QCD

La producción de una partícula de espín 2 vía colisiones de partones (estados iniciales $gg, qg, q\bar{q}$) está dada por los valores de κ_g, κ_q , donde q se refiere a quarks livianos. Sin embargo, no es posible restringir el cociente entre κ_q y κ_g (acoplamientos QCD de ahora en mas) de los modos de decaimiento observados, ya que la separación de jets iniciados por gluones o quarks livianos es experimentalmente difícil, y no ha sido probada hasta ahora para resonancias del tipo bosón de Higgs. Es por esto que el cociente κ_q/κ_g no está restringido.

En el caso en que $\kappa_q \neq \kappa_g$, el modelo de espín 2 adquiere un comportamiento que viola unitariedad, tal como se describe en la Ref. [55], Sección 4.1. La amplitud de la interacción $q\bar{q} \rightarrow Xg$ contiene términos proporcionales a $(\kappa_q - \kappa_g)$ y $(\kappa_q - \kappa_g)^2$, que se cancelan para UC y llevan a una sección eficaz $\propto s^3/(m^2\Lambda^2)$. Una clara manifestación de esta dependencia es una cola pronunciada (no del tipo QCD) en la distribución del momento transverso de la partícula de espín 2 p_T^X , y por ende del sistema de dos fotones $p_T^{\gamma\gamma}$. Esto se ve claramente en la Figura 6.1.3 extraída de la Ref. [55]. Sin embargo, no debe olvidarse que en el enfoque EFT cualquier predicción es confiable sólo hasta cierta escala de energía, en este caso $\sim \frac{1}{3}\Lambda \sim 300$ GeV. Es por esta razón que se aplica un corte en $p_T^{\gamma\gamma} < 300$ GeV en los datos observados. Por otro lado, no todos los cocientes κ_q/κ_g son viables, ya que algunos igualmente producen algunas colas muy grandes en $p_T^{\gamma\gamma}$, comparadas con la distribución diferencial observada [57], como puede observarse en la derecha de la Figura 6.1.3. En este trabajo, se consideran tres posibles escenarios tal como se

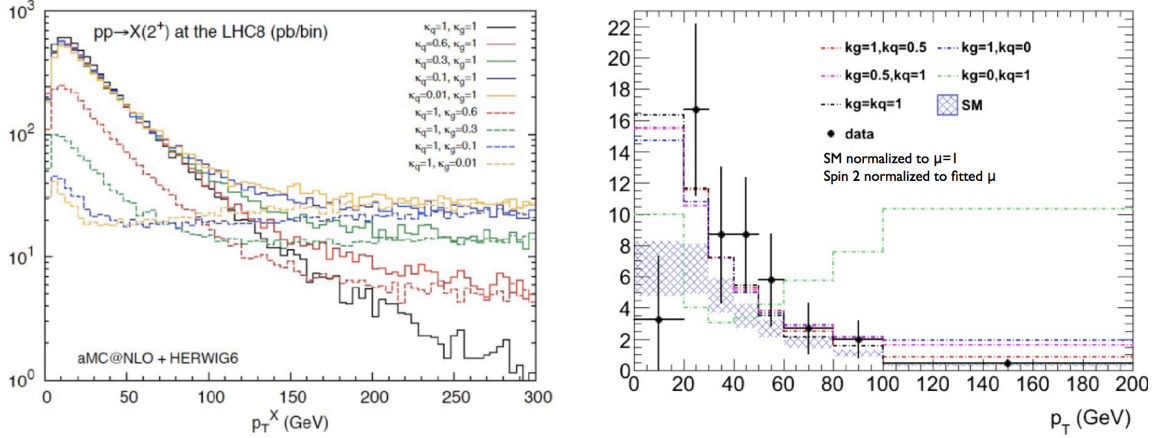


Figura 6.2: Izquierda: sección eficaz diferencial de una partícula de espín 2 como función de p_T , para diferentes valores de κ_q , κ_g (Ref. [55]). Derecha: comparación entre el número de eventos observados (puntos sólidos con barras de incertezas, Ref. [57]) y valores esperados para el Higgs del ME y para una partícula de espín 2 con diferentes valores de κ_q , κ_g (líneas punteadas).

muestra en la Tabla 6.2. Los mismos fueron decididos en conjunto con los otros grupos de análisis de espín en ATLAS en los canales WW^* y ZZ^* para realizar luego un análisis combinado. El caso en que $\kappa_q = 0$ implica un acoplamiento nulo a quarks livianos como ocurre en el ME mientras que si $\kappa_q = 2\kappa_g$, está fomentado el acoplamiento a quarks.

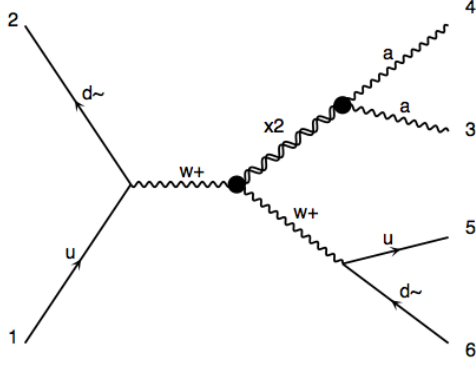
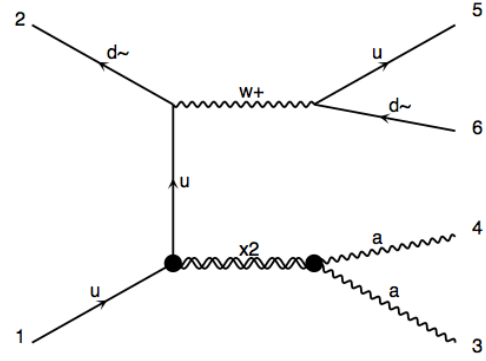
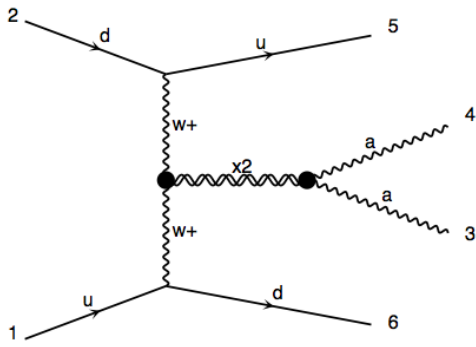
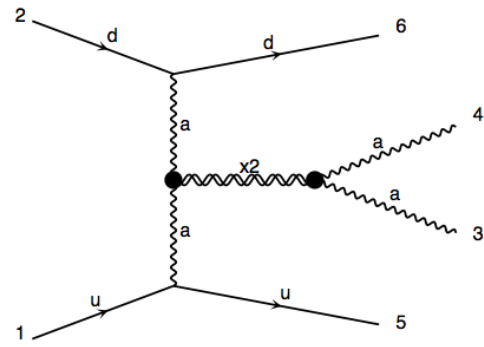
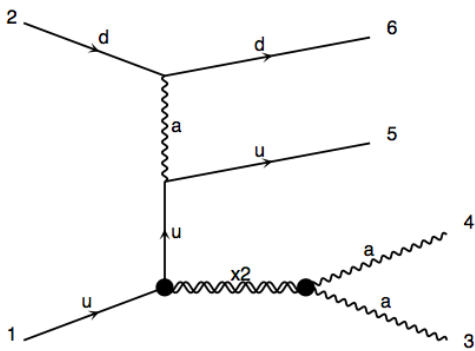
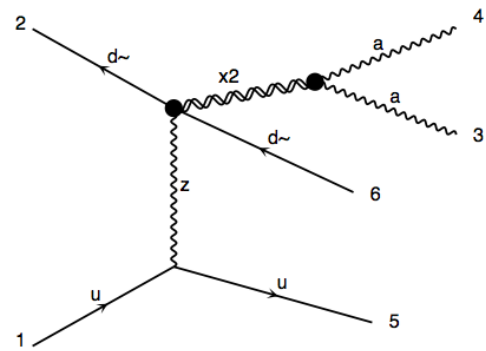
| elección de acoplamientos QCD | |
|-------------------------------|--|
| $\kappa_q = \kappa_g$ | (acoplamientos universales QCD) |
| $\kappa_q = 0$ | (acoplamientos despreciables a quarks livianos, tipo EM) |
| $\kappa_q = 2\kappa_g$ | (acoplamientos grandes con quarks livianos) |

Tabla 6.2: Escenarios posibles elegidos para los acoplamientos QCD.

6.1.4. El modelo EFT de espín 2 con acoplamientos no-universales: producción EW

Los fracciones de decaimiento observadas para los canales WW^* y ZZ^* , mucho mayores a los esperados para el escenario UC del espín 2, sugieren que κ_W , κ_Z pueden tomar valores considerables. Como consecuencia, la producción de una partícula de espín 2 vía procesos electrodébiles puede no ser despreciables en principio. En esta sección, se presentan las principales características de la producción EW.

Algunos de los diagramas de Feynman para la producción electrodébil se muestran en la Figura 6.3. El proceso está dominado por los valores de los tres acoplamientos EW κ_γ , κ_W , κ_Z ,

(a) VX final state via κ_W (b) VX final state via κ_q (c) VBF production via κ_W (d) VBF production via κ_γ (e) EW production via κ_q 

(f) EW production via 4-leg vertex

Figura 6.3: Ejemplos de diagramas de Feynman para la producción electrodébil de una partícula de espín 2.

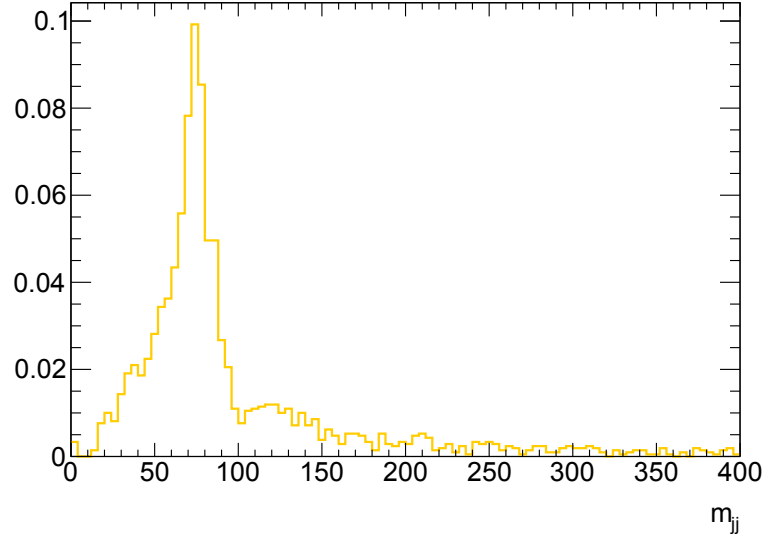


Figura 6.4: Distribución de la masa invariante del sistema de dos jets para el estado final de una partícula de espín 2 producida vía interacciones electrodébiles. El pico corresponde principalmente a $W \rightarrow q\bar{q}'$, con una contribución menor de $Z \rightarrow q\bar{q}$. Debido a la resolución de jets, las dos masas no pueden resolverse.

cuyas proporciones relativas se fijan según los BRs a bosones EW observados. La sección eficaz electrodébil σ_{EW} es completamente independiente de κ_g , y tiene muy baja dependencia ($\sim 3\%$, evaluada con MadGraph5) con κ_q . La topología de la producción de espín 2 está caracterizada por dos partones en el estado final. La masa invariante m_{jj} del sistema de dos jets como se muestra en la Figura 6.4, presenta un claro pico alrededor 80–90 GeV, dejando en evidencia que la principal producción electrodébil está asociada a un bosón débil (W , Z) en el estado final (VX). En oposición, la principal producción del bosón de Higgs vía interacciones electrodébiles es la fusión de bosones vectoriales (VBF).

El modelo no predice las magnitudes relativas de los acoplamientos EW y QCD, es por esto que se desconoce el cociente $\frac{\sigma_{EW}}{\sigma_{QCD}}$. Sin embargo, de medidas realizadas con distintos análisis, se puede deducir que σ_{EW} debería ser bastante menor que σ_{QCD} .

6.1.5. Característica experimental típica de una partícula de espín 2

El siguiente paso es encontrar una variable que permita diferenciar entre las dos hipótesis de espín consideradas (cero y dos). Resulta sensato buscar alguna variable de carácter angular, debido a la naturaleza del espín. Se observó que la característica típica de una partícula de espín 2 (en oposición a una de espín nulo) es una distribución angular no isotrópica de sus productos de decaimiento. En particular, luego de un estudio exhaustivo, se vio que la principal variable

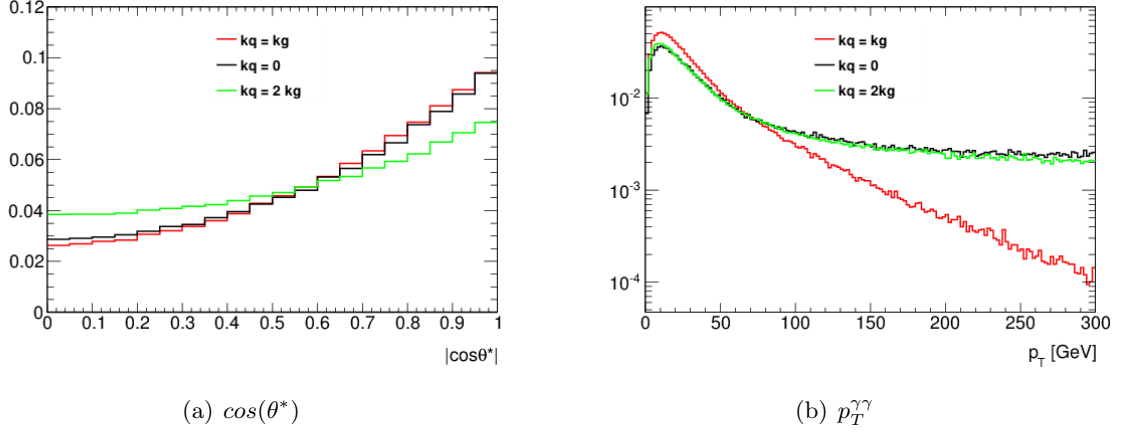


Figura 6.5: Distribuciones esperadas de $\cos(\theta^*)$ (izquierda) y $p_T^{\gamma\gamma}$ (derecha) para una partícula de espín 2, para las tres elecciones diferentes de los acoplamientos κ_q , κ_g , como se explicó en el texto.

discriminante entre las hipótesis es el coseno del ángulo de producción de los fotones $\cos(\theta^*)$, medido en el sistema de referencia de Collins-Soper [58].

$$\cos(\theta^*) = \frac{|\sinh(\Delta\eta^{\gamma\gamma})|}{\sqrt{1 + (p_T^{\gamma\gamma}/m_{\gamma\gamma})^2}} \frac{2p_T^{\gamma 1} p_T^{\gamma 2}}{m_{\gamma\gamma}^2}, \quad (6.2)$$

donde $m_{\gamma\gamma}$ y $p_T^{\gamma\gamma}$ son la masa invariante y el momento transverso del par de fotones respectivamente, $\Delta\eta^{\gamma\gamma}$ es la separación en pseudorapidez de los dos fotones, y $p_T^{\gamma 1}, p_T^{\gamma 2}$ son los momentos transversos de los dos fotones, todos medidos en el sistema de referencia del detector. Su distribución se muestra en la Figura 6.5(izquierda) ¹. Esto debe compararse con la distribución constante en $\cos(\theta^*)$ correspondiente a una partícula escalar.

Para los escenarios no UC, además de la variable $\cos(\theta^*)$, $p_T^{\gamma\gamma}$ ($\equiv p_T^X$) resulta también discriminante, tal como se puede observar en la Figura 6.5(derecha).

Las distribuciones de $p_T^{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$ se muestran también en la Figura 6.6, luego de aplicar los cortes de selección del análisis que se describirá en la Sección 6.3, para el bosón de Higgs del Modelo Estándar y para los diferentes escenarios de espín 2. Cabe mencionar que la selección del análisis induce una correlación entre $p_T^{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$: grandes valores de $p_T^{\gamma\gamma}$ corresponden a grandes valores de $\cos(\theta^*)$ ². La distribución de $\cos(\theta^*)$ se muestra sólo para eventos con $p_T^{\gamma\gamma} < 125$ GeV, por consistencia con la forma en que los eventos son categorizados en el análisis

¹ Sin la radiación de partones, $gg \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma$ y $q\bar{q} \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma$ tendrían distribuciones angulares $\left(\frac{d\sigma}{d\cos(\theta^*)}\right)_{gg \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma} \propto 1 + 6\cos(\theta^*)^2 + \cos(\theta^*)^4$ y $\left(\frac{d\sigma}{d\cos(\theta^*)}\right)_{q\bar{q} \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma} \propto 1 - \cos(\theta^*)^4$, respectivamente.

² Esto puede entenderse con el siguiente ejemplo: si $p_T^{\gamma\gamma} \simeq 0$, entonces en el centro de masa de la resonancia $\sin\theta^* = \frac{p_T^{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}/2}$, entonces $\cos(\theta^*) = \sqrt{1 - \left(\frac{2p_T^{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}}\right)^2}$. Es por esto que, si $p_T^{\gamma\gamma} \simeq 0$, un corte $\frac{p_T^{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}} > 0.35$ implica $\cos(\theta^*) < 0.71$. En conclusión, la región $\cos(\theta^*) > 0.7$ debe estar poblada por eventos con alto $p_T^{\gamma\gamma}$.

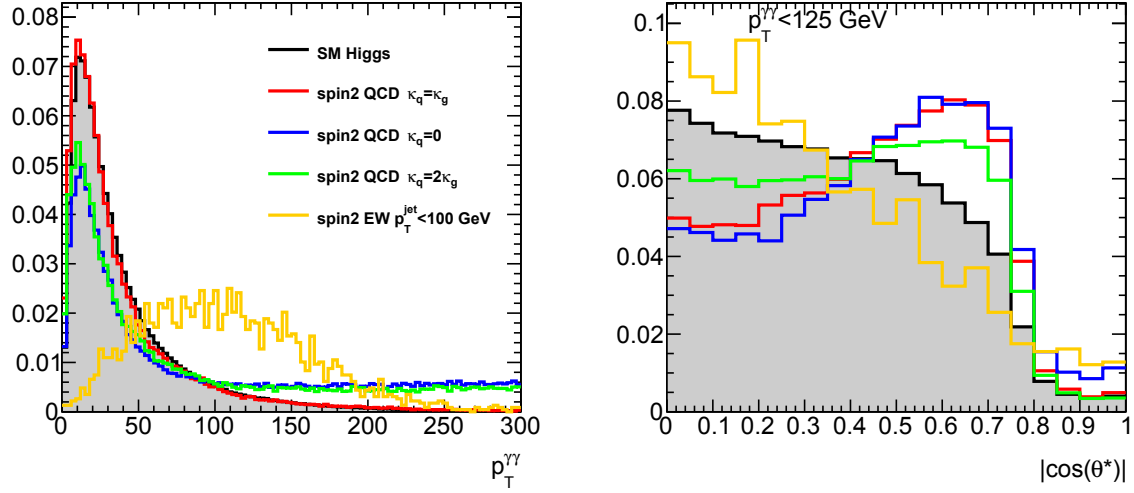


Figura 6.6: Distribuciones diferenciales esperadas luego de la selección del análisis para las variables $p_T^{\gamma\gamma}$ (izquierda) y $\cos(\theta^*)$ (derecha), esta última sólo para eventos con $p_T^{\gamma\gamma} < 125$ GeV. Los gráficos sombreados corresponden al bosón de Higgs del Modelo Estándar, mientras que los coloreados son para los diferentes escenarios de espín 2: UC, no UC con $\kappa_q = 0$ y $\kappa_q = 2\kappa_g$, y producción electrodébil. Para este último caso, se muestran dos valores de corte en el momento trasverso de los jets: 100 GeV (usado en el análisis) y 500 GeV.

(ver Sección 6.5.1). Sin este requerimiento, la región $\cos(\theta^*) > 0.8$ estaría mucho más poblada para los modelos no UC de espín 2.

La producción electrodébil (EW) está también caracterizada por una gran cola en la distribución de $p_T^{\gamma\gamma}$. Esto debe ser regularizado aplicando un corte en la energía transversa de los jets asociados [59]. El corte elegido fue en $p_T^{jet} < 100$ GeV, que da forma a la distribución de $p_T^{\gamma\gamma}$. Esta elección es bastante conservativa: un corte más grande, o su ausencia, haría que la cola de $p_T^{\gamma\gamma}$ sea mucho mayor (ver el gráfico amarillo en la Figura 6.6), haciendo que la hipótesis de espín 2 sea mucho más fácil de excluir. Nótese que el análisis no explotará ninguna información relacionada con los jets reconstruidos. Entonces, el corte $p_T^{jet} < 100$ GeV se aplica sólo a nivel generador, y sólo para la producción EW. No tiene ninguna correspondencia en la selección de eventos.

6.1.6. Implementación del modelo EFT de espín 2

El Lagrangiano efectivo de la ecuación 6.1 se encuentra implementado en el generador a orden dominante (LO) MadGraph5 [26] con hasta dos emisiones de partones reales adicionales, interfaceado con PYTHIA6 [60] para modelar la lluvia partónica y la hadronización, como también para incluir las interacciones múltiples entre partones de los protones en cada colisión.

En principio, la interferencia cuántica entre los procesos $gg \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma$ resonante y no resonante debe ser también considerada, ya que podría distorsionar las distribuciones de $p_T^{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$. Su impacto puede ser calculado a NLO tal como se describe en [61, 62], y resulta que su tamaño escala con el ancho de la resonancia Γ_X , que es una cantidad no conocida. Es más, el signo relativo de los diagramas que interfieren, depende del signo relativo de κ_g , κ_γ . Es por esto que es posible estimarlo para el caso UC, pero de otra forma es desconocido.

En el estudio que se presenta en esta tesis, los modelos nominales de espín 2 se suponen sin corrección de interferencia. A la misma se la trata como un efecto sistemático, lo que introduce una incerteza en el modelo que podría aumentar lo suficiente como para anular cualquier poder de discriminación cuando Γ_X se acerca a 100 MeV. En este estudio, se supone un ancho comparable con el del Modelo Estándar ($\Gamma_X = 4$ MeV).

6.1.7. Resumen del modelo de espín 2 utilizado en el análisis

Se utiliza un modelo inspirado en un gravitón masivo basado en un lagrangiano efectivo, cuya validez se supone hasta cierta escala de energía que se define como 300 GeV. Para poder reproducir las fracciones de decaimiento observadas, el modelo debe posibilitar la presencia de diferentes acoplamientos a diversos campos (acoplamientos no universales). Esto permite diferentes elecciones de los cocientes de acoplamientos a quark y gluon. Debido a los valores de BR observados en los canales WW^* y ZZ^* , también deberíamos permitir grandes acoplamientos a bosones vectoriales EW. Por ende, podría ocurrir también una producción no despreciable vía diagramas EW.

En el presente análisis, se considerarán tres configuraciones diferentes para la producción QCD de espín 2, correspondientes a $\frac{\kappa_q}{\kappa_g} = 0, 1, 2$. El modelo se considera válido hasta $p_T^X = 300$ GeV y consecuentemente entonces en el análisis se aplica un corte de $p_T^{\gamma\gamma} < 300$ GeV. Para testear el efecto de esta elección, se repite el análisis con un corte más conservativo de $p_T^{\gamma\gamma} < 125$ GeV, que corresponde a la masa de la resonancia. En cada análisis, se consideran dos posibles condiciones para la producción electrodébil: ya sea despreciable, o con una cantidad desconocida que es perfilada a los datos. Estas diferentes condiciones se encuentran resumidas en la Tabla 6.3. Las elecciones para los acoplamientos κ_q y κ_g son comunes a las de los correspondientes análisis en los canales de decaimiento WW^* ZZ^* , así como las elecciones en los cortes de $p_T^{\gamma\gamma}$ para facilitar la combinación final de los distintos estudios. La posibilidad de producción EW no es considerada en el análisis WW^* , ya que este requiere explícitamente eventos con 0 o 1 jet reconstruido, rechazando entonces la mayoría de los estados finales de producción EW.

| corte $p_T^{\gamma\gamma}$ | producción | | | | | |
|--------------------------------|-----------------------|----------------|----------------|----------------|------------------------|----------------|
| | $\kappa_q = \kappa_g$ | | $\kappa_q = 0$ | | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | |
| | $f_{EW} = 0$ | f_{EW} libre | $f_{EW} = 0$ | f_{EW} libre | $f_{EW} = 0$ | f_{EW} libre |
| $p_T^{\gamma\gamma} < 300$ GeV | Si (*) | Si | Si (*) | Si | Si (*) | Si |
| $p_T^{\gamma\gamma} < 125$ GeV | Si (*) | No | Si (*) | No | Si (*) | No |

Tabla 6.3: Resumen de las diferentes condiciones de análisis de espín. Los escenarios marcados con (*) son comunes a los análisis WW^* y ZZ^* .

6.2. Muestras Monte Carlo

La señal del bosón de Higgs del ME producida a través de fusión de gluones y VBF fueron producidas con el generador a NLO POWHEG [24], interfaceado con PYTHIA8 [25] para la lluvia de partones, la hadronización y para interacciones multipartónicas. La producción del bosón de Higgs del ME en asociación con un bosón vectorial (VH) se generó con PYTHIA8. Finalmente, la producción del bosón de Higgs del ME en asociación con un par de quarks top fue generada a NLO con POWHEG interfaceado con PYTHIA8. Todos los eventos fueron repesados para poder reproducir las secciones eficaces y distribuciones de p_T calculadas en [63]. La interferencia cuántica entre los procesos resonante $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ y no resonante $gg \rightarrow \gamma\gamma$ se calcula a NLO tal como se describe en [61].

La producción de espín 2 para todos los escenarios considerados (UC, no UC vía QCD, y producción EW) fue realizada con el generador MadGraph5 [26] a LO con hasta dos emisiones reales de partones, y se interfacea con PYTHIA6 [60] para la lluvia partónica, hadronización y para las interacciones múltiples. En la generación se fijó la masa de la partícula de espín 2, m_X , a 125.5 GeV.

Todas las muestras generadas mencionadas se pasan por una simulación completa Monte Carlo del detector ATLAS [64] basada en GEANT4 [28]. Los efectos del pile up se simularon superponiendo cada evento con un número variable de colisiones inelásticas pp, tomando en cuenta la estructura de bunch de LHC. Para que coincida con la multiplicidad de interacciones observadas en datos, se aplicó un procedimiento de repesado.

Para los estudios del fondo se generaron muestras de alta estadística: eventos $\gamma\gamma$ con SHERPA [27], y eventos γ -jet y di-jet con PYTHIA. Estas también se combinan en proporciones iguales a aquellas medidas en datos (78.3 % de $\gamma\gamma$, 19.3 % para γ -jet, y 2.4 % para di-jets) y repesados para emular la eficiencia de selección de fotones y el rechazo de jets.

6.3. Selección de eventos candidatos a $H \rightarrow \gamma\gamma$

Los datos consisten de las colisiones protón-protón del LHC registradas en el 2011 a $\sqrt{s} = 7$ TeV y en el 2012 a $\sqrt{s} = 8$ TeV satisfaciendo los requerimientos de calidad para todos los

subdetectores, que corresponden a luminosidades integradas de 4.5 fb^{-1} y 20.3 fb^{-1} , respectivamente.

Como se explicó en la Sección 5.1, la reconstrucción de fotones comienza con clusters de depósitos de energía en el calorímetro electromagnético. La reconstrucción está diseñada para separar electrones, fotones no convertidos y fotones convertidos. Los clusters asociados con candidatos a vértices de conversiones, los cuales se reconstruyen en el Detector Interno, son clasificados como fotones convertidos. A estos fotones convertidos se les aplica una corrección adicional en la energía basada en el radio reconstruido de la conversión. La energía de calibración se obtiene independientemente para fotones convertidos y no convertidos, y usa una detallada simulación de la geometría del detector y su respuesta en energía. Las correcciones debidas al mal modelado del calorímetro, la no uniformidad y la cantidad de material adelante del calorímetro, son obtenidas mediante estudios de decaimientos de $Z \rightarrow ee$ en datos. Estas correcciones oscilan entre 0.5 % y 1.5 %, dependiendo de la pseudorapidez del fotón. Se encontró que la estabilidad de la respuesta de energía del calorímetro es de 0.1 % a lo largo del período de datos tomados y con diferentes condiciones de pile up.

Los datos utilizados en este análisis fueron registrados siguiendo el siguiente criterio:

- Los eventos deben pasar el trigger de par de fotones con criterio de identificación loose y momento transversal de al menos 20 GeV para ambos fotones en 2011 y de al menos 35 GeV y 25 GeV para los fotones dominante y subdominante en 2012.
- Los fotones se consideran como candidatos sólo si son reconstruidos en la región fiducial del calorímetro $|\eta_{s2}| < 1.37$ o $1.56 < |\eta_{s2}| < 2.37$ (donde η_{s2} corresponde a la pseudorapidez del fotón en la segunda capa del calorímetro). La región de transición entre el barril y la tapa fue excluida, ya que en la misma los fotones sufren de una peor reconstrucción debida a la gran cantidad de material. La región de transición se considera como $1.52 < |\eta_{s2}| < 1.56$.
- El evento debe contener al menos dos candidatos a fotones que satisfagan el criterio de selección tight: para 2011 se aplica una identificación de fotones con red neuronal, mientras que para 2012 se aplicó una selección basada en cortes, ambas diseñadas para rechazar el fondo hadrónico de jets. Si hay más de dos fotones en el evento que satisfacen la selección tight, se consideran los dos con más alto p_T .
- La masa invariante del sistema de dos fotones debe satisfacer $105 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}$.

Además de la selección descrita arriba, los candidatos son seleccionados de acuerdo a las características de la señal esperada persiguiendo una signature de un decaimiento del bosón de Higgs en dos fotones:

- Se aplica un corte de p_T relativo:

$$\frac{p_T^{\gamma_1}}{m_{\gamma\gamma}} > 0.35 \quad y \quad \frac{p_T^{\gamma_2}}{m_{\gamma\gamma}} > 0.25 \quad (6.3)$$

para el fotón dominante y subdominante respectivamente. Estos cortes son introducidos para reducir la correlación entre $m_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$ inducida por los cortes fijos en el momento transverso.

- Los fotones deben estar aislados de modo de remover fotones indirectos o falsos provenientes de decaimientos hadrónicos. Esto se realiza mediante el uso de criterios basados en el Detector Interno y el calorímetro, tal como se explicó en la Sección 5.1.4.

- **Aislamiento basado en trazas:** Esta cantidad se construye sumando el p_T de todas las trazas dentro de un cono con $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.2$. Se considerarán sólo aquellas trazas que se originan en conversiones de los fotones seleccionados.

La condición resulta ser que el aislamiento basado en trazas sea menor que 2.6 GeV para el 2012 y 2.2 GeV para el 2011.

- **Aislamiento calorimétrico:** Requiere que la suma de la energía reconstruida en clusters topológicos con energía positiva en un cono de tamaño $\Delta R = 0.4$ alrededor del fotón sea menor que 6 GeV (5.5 GeV) para datos de 2012 (2011). Este aislamiento se corrige por el efecto de depósitos de energía debido a la actividad subyacente (*underlying event*) y el ruido del pile up.

Como se explicó en la Sección 5.1.3, la dirección de los fotones debe ser precisamente determinada de modo de asegurar una buena resolución de la masa invariante $m_{\gamma\gamma}$. Para esto, el vértice primario es identificado con un algoritmo multivariacional que toma en cuenta las siguientes variables:

- La combinación de los dos parámetros *pointing* (parámetro de impacto longitudinal) de los fotones calculado desde la segmentación longitudinal del calorímetro
- La suma escalar del momento transverso de las trazas con $p_T > 400 \text{ MeV}$ asociado con cada vértice de interacción
- La diferencia azimutal entre la dirección del vector suma del momento de las trazas y el sistema de dos fotones
- La información de las trazas de fotones convertidos.

La dirección del fotón, y por ende el momento del fotón, se define con respecto al vértice primario seleccionado.

El número de eventos seleccionado con los criterios descriptos arriba resultaron de 17220 a partir de los datos de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ y 94540 con $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

6.4. Variables discriminatorias

En este análisis se utilizan tres observables: $m_{\gamma\gamma}$ para la separación del fondo y la extracción del número de eventos de señal; $\cos(\theta^*)$ y $p_T^{\gamma\gamma}$ para la discriminación del espín como se puede ver en la Figura 6.6. El impulso transversal del sistema de dos fotones, $p_T^{\gamma\gamma}$, provee la mejor sensibilidad para los escenarios no UC, mientras que el $\cos(\theta^*)$ provee la mejor sensibilidad para el modelo UC.

6.4.1. Masa invariante $m_{\gamma\gamma}$

La masa invariante del sistema de dos fotones se calcula como:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{T1}E_{T2}(\cosh \Delta\eta - \cos \Delta\phi)}. \quad (6.4)$$

donde E_{T1} y E_{T2} son las energías transversas de los fotones dominante y subdominante, $\Delta\phi$ es la diferencia en el ángulo azimutal entre los dos fotones utilizando la segunda capa del calorímetro y $\Delta\eta$ es la diferencia en pseudorapidez entre los dos fotones medida de la extrapolación de la posición del vértice primario desde la primera capa del calorímetro.

La resolución de la masa depende tanto de la resolución de las energías de los fotones, como de la eficiencia de la identificación del vértice primario. Sin embargo, debido al algoritmo de identificación del vértice primario, esta última resulta despreciable.

6.4.2. $\cos(\theta^*)$

La definición del $\cos(\theta^*)$ utilizada en este análisis está hecha en el marco de referencia de Collins-Soper:

$$\cos(\theta^*) = \frac{\sinh(\eta_{\gamma 1} - \eta_{\gamma 2})}{\sqrt{1 + \left(\frac{p_T^{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}}\right)^2}} \frac{2p_T^{\gamma 1} p_T^{\gamma 2}}{m_{\gamma\gamma}^2}, \quad (6.5)$$

donde $p_T^{\gamma\gamma}$ es el momento transversal del sistema de dos fotones. El marco de referencia de Collins-Soper, esquematizado en la Figura 6.7[65], se define como el sistema de referencia en reposo del sistema de los dos fotones con el eje z bisectando el ángulo entre los protones que colisionan. Esta definición se elige ya que no es sólo la más sensible para los estudios de espín y propiedades CP, sino que también resulta la más estable respecto del estado inicial de radiación [58].

6.4.3. Correlación entre $m_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$ en el fondo

La distribución de $m_{\gamma\gamma}$ para la señal es bastante angosta, y no sufre ninguna distorsión debido a los cortes cinemáticos. Los cortes en η y p_T de los dos fotones sin embargo, sí afectan a la distribución de $\cos(\theta^*)$, que cae a cero para $\cos(\theta^*) \gtrsim 0.75$.

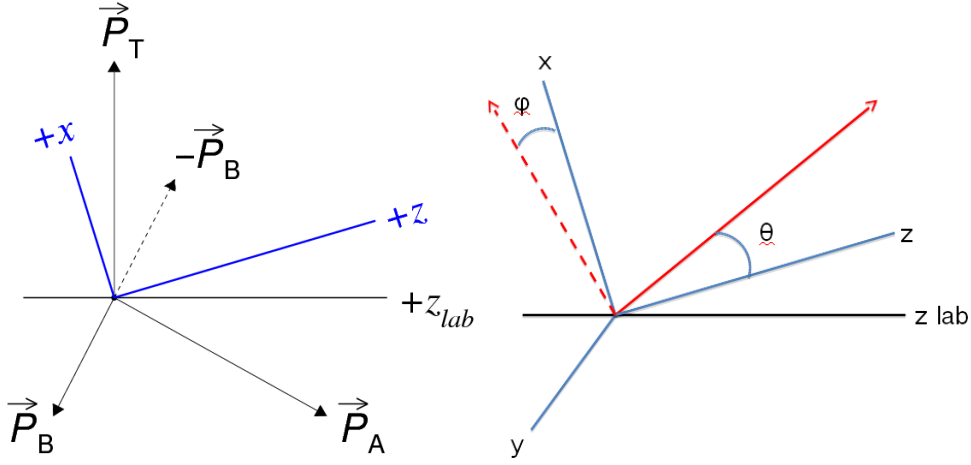


Figura 6.7: Izquierda: Ejes coordenados de Collins-Soper ($x; z$) en el sistema de referencia en reposo del par de fotones, junto con el eje z del sistema de laboratorio (z_{lab}). Los dos gluones (quarks) P_A y P_B , se fusionan en el bosón Higgs. Los tres ejes se encuentran en el plano formado por los vectores del momento del protón (\vec{P}_A) y anti-protón (\vec{P}_B) en el sistema en reposo. La componente transversa de $-(\vec{P}_A + \vec{P}_B)$ es la misma que el vector de momento transverso del sistema de dos fotones en el laboratorio (P_T), relativo al eje z del sistema de laboratorio. Derecha: Ángulos θ y ϕ en el sistema de referencia de Collins-Soper.

Las distribuciones de $m_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$ cambian su forma con los cortes cinemáticos en una forma compleja, como sugieren las ecuaciones 6.2 y 6.4. La segunda ecuación sugiere que la utilización de cortes absolutos en p_T^1 , p_T^2 induciría distorsiones considerables en la distribución de $\cos(\theta^*)$. Es por esta razón que se utilizan los cortes relativos en $p_T^{\gamma 1, \gamma 2}/m_{\gamma\gamma}$.

Si $m_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$ fueran variables estadísticamente independientes, uno esperaría que la función de densidad de probabilidad conjunta (pdf), sea el producto de las dos pdfs marginalizadas: $\text{pdf}(m_{\gamma\gamma}, \cos(\theta^*)) = \text{pdf}(m_{\gamma\gamma}) \cdot \text{pdf}(\cos(\theta^*))$. Dividiendo los datos en bins de $m_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$, tendríamos $n_i^{m_{\gamma\gamma}}$ eventos en el bin i de la distribución de $m_{\gamma\gamma}$, y $n_j^{\cos(\theta^*)}$ eventos en el bin j de la distribución de $\cos(\theta^*)$. Suponiendo que estas cantidades son estadísticamente independientes, el número de eventos esperados en el bin ij sería entonces:

$$n_{ij}^{exp} = \frac{n_j^{\cos(\theta^*)}}{n_{tot}} \frac{n_i^{m_{\gamma\gamma}}}{n_{tot}} n_{tot} \quad (6.6)$$

y la desviación de cuentas observadas n_{ij}^{obs} de los n_{ij}^{exp} esperados se debería sólo a las fluctuaciones estadísticas, cuya desviación estándar σ_{ij}^{exp} se puede calcular. Por ende, la cantidad $\frac{n_{ij}^{obs} - n_{ij}^{exp}}{\sigma_{ij}^{exp}}$ debería seguir una Gaussiana unitaria. Esto es lo que se muestra en la Figura 6.8.

Igualmente, podría detectarse alguna correlación residual en los datos repitiendo el mismo test separadamente para alta/baja $m_{\gamma\gamma}$ ($m_{\gamma\gamma} < 124$ GeV y $m_{\gamma\gamma} > 130$ GeV) y alto/bajo

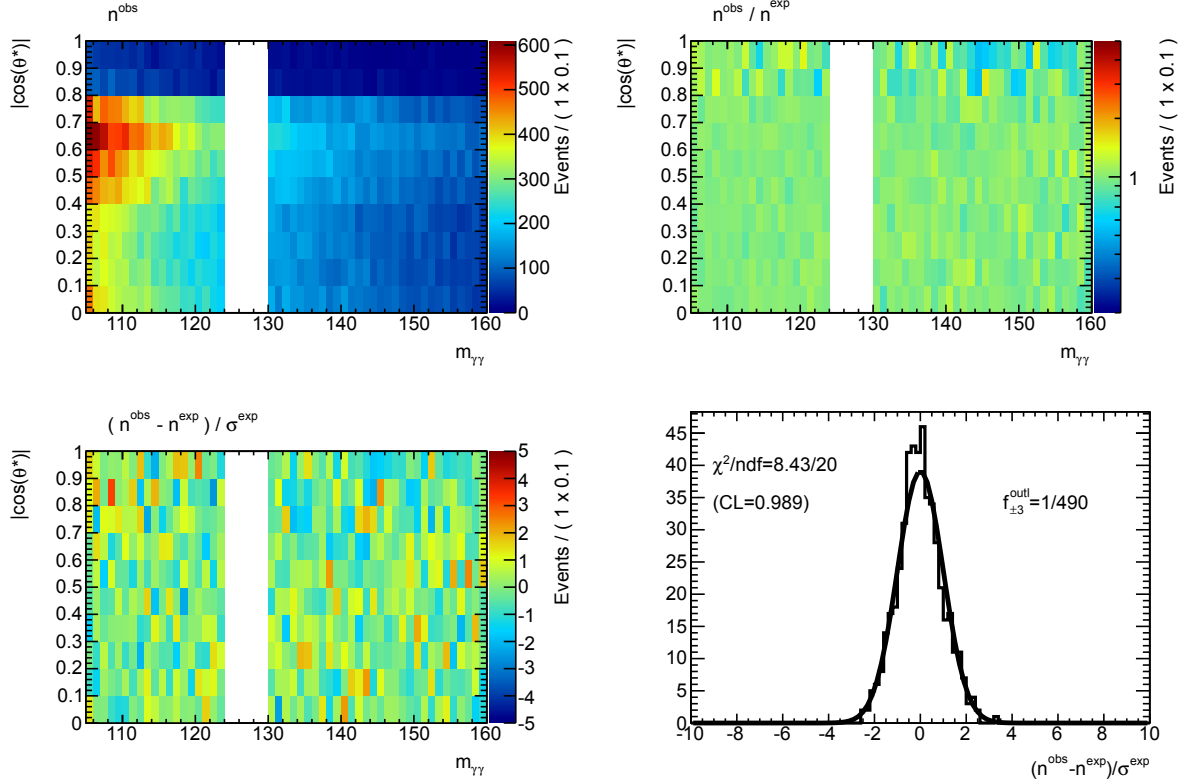


Figura 6.8: El gráfico superior a la izquierda muestra la distribución bidimensional de $m_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$, con la zona blanca removida ya que contiene la resonancia. El gráfico superior a la derecha muestra n^{obs}/n^{exp} , es decir, el cociente entre el número de eventos observados y aquellos esperados si la pdf pudiera ser factorizada: el color verde dominante muestra que $n^{obs}/n^{exp} \simeq 1$. El gráfico inferior a la izquierda muestra $(n^{obs} - n^{exp})/\sigma^{exp}$: de los colores se puede observar que esta cantidad fluctúa alrededor de cero. El gráfico inferior a la derecha es la distribución de $(n^{obs} - n^{exp})/\sigma^{exp}$, que es compatible con una Gaussiana con media cero y desviación estándar unitaria.

$\cos(\theta^*)$, ($\cos(\theta^*) < 0.7$ y $\cos(\theta^*) > 0.7$). De esta forma, se obtienen las cuatro distribuciones para $\frac{n^{obs} - n^{exp}}{\sigma^{exp}}$, como se observa en la Figura 6.9. Las cuatro Gaussianas ajustadas se desplazan respecto del cero, mostrando que existe una correlación residual, especialmente en las dos regiones altas de $\cos(\theta^*)$.

En el presente análisis, se dividen los datos en categorías de $\cos(\theta^*)$ (ver sección 6.5.1), y la normalización y parámetros de forma del fondo se tratan independientemente para cada categoría. Esta estrategia previene que las correlaciones entre las variables discriminantes en el fondo influya la medida.

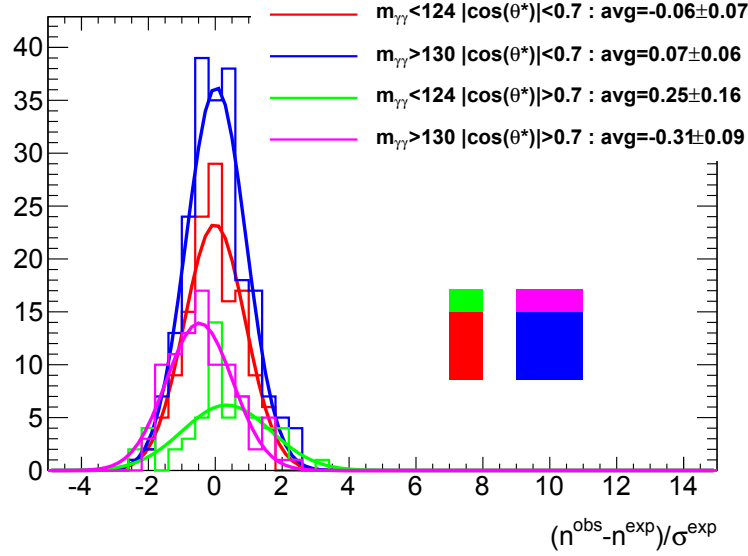


Figura 6.9: Distribuciones observadas para $\frac{n^{obs} - n^{exp}}{\sigma^{exp}}$, calculadas separadamente para baja/alta $m_{\gamma\gamma}$ y bajo/alto $\cos(\theta^*)$. Para bajo $\cos(\theta^*)$, las distribuciones son muy similares a una Gaussiana unitaria, mientras que para alto $\cos(\theta^*)$, la desviación es evidente .

6.5. Construcción del *likelihood*

6.5.1. Categorización de eventos

La estrategia para ajustar la hipótesis de J^P consiste en categorizar los eventos de acuerdo con los valores de las variables capaces de discriminar los diferentes modelos de J^P : $\cos(\theta^*)$ y $p_T^{\gamma\gamma}$. Para más información sobre las variables de discriminación ver la Sección 6.4. Las categorías están enumeradas y definidas en la Tabla 6.4. Para $p_T^{\gamma\gamma} < 125$ GeV, se presentan 10 categorías, mediante la subdivisión del rango del $\cos(\theta^*)$ en 10 bins iguales. Para $p_T^{\gamma\gamma} \geq 125$ GeV se realiza una sola categoría inclusiva en $\cos(\theta^*)$, ya que dentro de esta región cinemática, la variable más discriminante es $p_T^{\gamma\gamma}$ y no existe suficiente estadística para realizar el estudio en bins de $\cos(\theta^*)$.

Los datos se separan también en términos de la energía del centro de masa del LHC correspondiente, resultando en un total de $(2 \times 11) = 22$ categorías.

Existen numerosas ventajas en realizar un análisis en categorías en comparación con un análisis de los datos inclusivos. En primer lugar, dividir los datos en categorías crea regiones con diferentes cocientes de señal respecto de fondo. Esto aumenta la significancia estadística de la separación de señal. En segundo término, las diferentes distribuciones de cada hipótesis de J^P en $\cos(\theta^*)$ y $p_T^{\gamma\gamma}$ llevan a diferentes normalizaciones de señal relativas en las categorías. Entonces, las normalizaciones relativas de las señales perfiladas en cada categoría dará una discriminación entre diferentes hipótesis.

| nombre | definición | eventos seleccionados | |
|--------|-----------------------------------|-----------------------|--------------------|
| | | $\sqrt{s} = 7$ TeV | $\sqrt{s} = 8$ TeV |
| C1 | $0.0 \leq \cos(\theta^*) < 0.1$ | 1886 | 10020 |
| C2 | $0.1 \leq \cos(\theta^*) < 0.2$ | 1712 | 9514 |
| C3 | $0.2 \leq \cos(\theta^*) < 0.3$ | 1766 | 9556 |
| C4 | $0.3 \leq \cos(\theta^*) < 0.4$ | 1823 | 9781 |
| C5 | $0.4 \leq \cos(\theta^*) < 0.5$ | 2144 | 11606 |
| C6 | $0.5 \leq \cos(\theta^*) < 0.6$ | 2370 | 12875 |
| C7 | $0.6 \leq \cos(\theta^*) < 0.7$ | 2729 | 14531 |
| C8 | $0.7 \leq \cos(\theta^*) < 0.8$ | 2050 | 12116 |
| C9 | $0.8 \leq \cos(\theta^*) < 0.9$ | 302 | 1860 |
| C10 | $0.9 \leq \cos(\theta^*) < 1.0$ | 179 | 1185 |
| C11 | $p_T^{\gamma\gamma} \geq 125$ GeV | 259 | 1496 |
| Total | | 17220 | 94540 |

Tabla 6.4: Definición de las 22 categorías (para cada valor de \sqrt{s}) y el número de eventos de datos para cada una de ellas.

La estrategia de categorización de los eventos en una dimensión, $\cos(\theta^*)$, y el ajuste en otra, $m_{\gamma\gamma}$, es similar a realizar un análisis bidimensional con una importante distinción: Un ajuste bidimensional requeriría un modelo de correlaciones en el fondo entre las dos variables discriminantes $m_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$. Como no se tienen muestras de control o simulaciones Monte Carlo confiables para el modelado de correlaciones, se conoce muy poco aparte de lo que se observa en los datos. A través de una parametrización del fondo tratada como independiente para cada categoría en el ajuste, los ajustes unidimensionales categorizados son capaces de tratar las variaciones del fondo como función de $\cos(\theta^*)$ en una forma transparente, sin necesidad de realizar estudios detallados de las correlaciones. Una discusión extensa de la correlación $\cos(\theta^*)$ - $m_{\gamma\gamma}$ puede encontrarse en la Sección 6.4.

6.5.2. Número de eventos de señal esperados en cada categoría

La señal esperada compartida a lo largo de todas las categorías depende de la hipótesis de espín $J = 0, 2$. De ahora en más, la fracción de señal en una categoría $[c]$, para un estado de espín J , será referida como $\Phi_J^{[c]}$. Las distribuciones esperadas para $p_T^{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$ pueden ser remapeadas en términos de $\Phi_J^{[c]}$, como se muestra en la Figura 6.10 para $\sqrt{s} = 8$ TeV. Resulta evidente que para los escenarios no UC la categoría de alto p_T provee una buena sensibilidad, mientras que para el escenario UC todo el poder de separación se debe a las 10 categorías de $\cos(\theta^*)$.

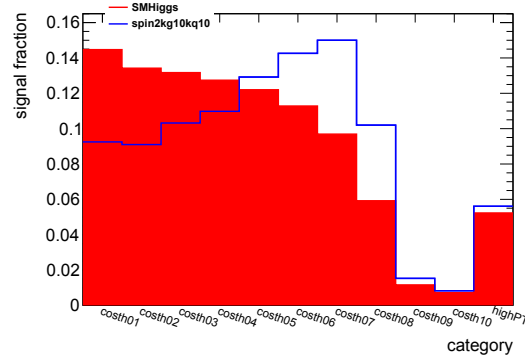
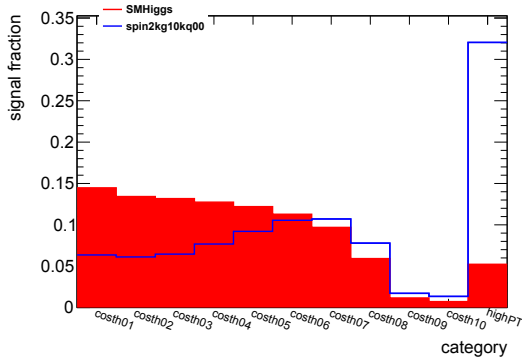
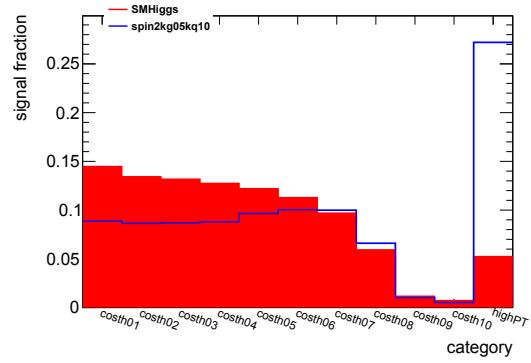
(a) $\kappa_q = \kappa_g$, no EW(b) $\kappa_q = 0$, no EW(c) $\kappa_q = 2\kappa_g$, no EW

Figura 6.10: Fracción de señal esperada $\Phi_J^{[c]}$ en cada una de las 11 categorías, para $\sqrt{s} = 8$ TeV: el histograma relleno de rojo representa el caso del bosón de Higgs del Modelo Estándar ($J = 0$), mientras que los histogramas azules son para la partícula de espín dos en los tres escenarios $\kappa_q = \kappa_g$ (arriba), $\kappa_q = 0$ (abajo izquierda), y $\kappa_q = 2\kappa_g$ (abajo derecha), todos sin producción EW. El efecto de la producción EW se muestra en la Figura 6.13.

Las hipótesis de espín y los escenarios de acoplamientos definen los valores de todos los $\Phi_J^{[c]}$. Las incertezas sistemáticas asociadas a estos escenarios están descritas en la Sección 6.6 y resumidas en la Figura 6.13.

6.5.3. Estructura de las pdfs de la masa invariante

En cada categoría, se introduce una función de densidad de probabilidad unidimensional (pdf) para modelar la distribución de $m_{\gamma\gamma}$ tanto para la señal como para el fondo

$$f^{[c]}(m_{\gamma\gamma}|J) = \frac{n_B^{[c]} f_B^{[c]}(m_{\gamma\gamma}) + (n_S \Phi_J^{[c]} + n_{bias}^{[c]}) f_S^{[c]}(m_{\gamma\gamma})}{n_B^{[c]} + n_S \Phi_J^{[c]} + n_{bias}^{[c]}} \quad (6.7)$$

donde n_S es el número de eventos de señal total, $n_B^{[c]}$ y $n_J^{[c]} = n_S \Phi_J^{[c]}$ son los números de eventos de fondo y señal en cada categoría $[c]$, y $f_B^{[c]}(m_{\gamma\gamma})$, $f_S^{[c]}(m_{\gamma\gamma})$ son las PDFs de $m_{\gamma\gamma}$ para el fondo y la señal respectivamente. El sesgo en los eventos de señal ajustados, debido a la parametrización de la forma del fondo (también conocido como la “señal espúrea” (“spurious signal”), es descripto por $n_{bias}^{[c]}$.

Los números de eventos de fondo, $n_B^{[c]}$ son tratados como parámetros no restringidos, no correlacionados en las categorías. El número de eventos de señal total n_S , es tratado como un parámetro libre. De hecho, para los datos a 7 TeV y 8 TeV se consideran dos números de eventos de señal independientes $n_S^{7 \text{ TeV}}$ y $n_S^{8 \text{ TeV}}$, de modo de tener en cuenta la posibilidad de dependencias diferentes de la sección eficaz en \sqrt{s} para diferentes hipótesis de J^P . Los valores de $n_S^{7 \text{ TeV}}$ y $n_S^{8 \text{ TeV}}$ serán expresados de ahora en más a través de los parámetros $\mu^{7 \text{ TeV}}$ y $\mu^{8 \text{ TeV}}$ que modifican la intensidad de señal, cada uno definido con respecto al número de eventos de señal esperado para el bosón de Higgs del ME, de acuerdo con la ecuación $\mu = \frac{\sigma_{SM}^{obs}}{\sigma_{SM}^{th}} = \frac{n_S}{\epsilon \sigma_{SM}^{th} \int L dt}$.

6.5.4. Modelo de masa invariante para el fondo

En cada categoría, se parametriza la distribución de masa invariante de los eventos de fondo $f_B^{[c]}(m_{\gamma\gamma})$ como una exponencial de un polinomio, cuyo orden es 2 para categorías de $\cos(\theta^*)$ hasta $\cos(\theta^*) < 0.9$, y 1 para la última categoría de $\cos(\theta^*)$ y para la categoría de alto p_T . La motivación para esta elección está dada en la Sección 6.6.2.

$$f_B^{[c]}(m_{\gamma\gamma}) = \begin{cases} \mathcal{A}^{[c]} \cdot \exp \left[\alpha_1^{[c]}(m_{\gamma\gamma} - 100 \text{ GeV}) + \alpha_2^{[c]}(m_{\gamma\gamma} - 100 \text{ GeV})^2 \right] & \text{for } c = C1, \dots, C9 \\ \mathcal{A}^{[c]} \cdot \exp \left[\alpha_1^{[c]}(m_{\gamma\gamma} - 100 \text{ GeV}) \right] & \text{for } c = C10, C11 \end{cases} \quad (6.8)$$

Los coeficientes $\mathcal{A}^{[c]}$ aseguran una normalización de cada $f_B^{[c]}(m_{\gamma\gamma})$ sobre el rango de masa invariante utilizado $m_{\gamma\gamma} \in [105, 160]$ (GeV). Los parámetros α no están restringidos ni correlacionados a lo largo de las categorías. La elección de tales parametrizaciones podría inducir un sesgo (bias) en el número de eventos extraídos $n_J^{[c]}$, que es tenido en cuenta mediante el término $n_{bias}^{[c]}$. La estimación del tamaño del sesgo $n_{bias}^{[c]}$ se detalla en la Sección 6.6.2.

6.5.5. Modelo de masa invariante para la señal

El modelo para $m_{\gamma\gamma}$ tanto para espín 0 como para espín 2 será la suma pesada de una función Crystal-Ball (\mathcal{CB}), que describe el núcleo y parte de las colas del pico de la masa, y una componente Gaussiana ancha (\mathcal{G}) para mejorar la descripción de la cola. Los pesos relativos son $\phi_{CB}^{[c]}$ y $(1 - \phi_{CB}^{[c]})$. Como la forma de la distribución de la masa invariante está dominada por la resolución del detector, la misma depende de la cinemática, por ende los parámetros para cada una de las categorías $[c]$ serán diferentes. El modelo puede escribirse entonces de la siguiente

forma:

$$f_S^{[c]}(m_{\gamma\gamma}) = \phi_{CB}^{[c]} \cdot \mathcal{CB}(m_{\gamma\gamma}; \mu_{CB}^{[c]}, \sigma_{CB}^{[c]}, \alpha_{CB}^{[c]}, n_{CB}^{[c]}) + (1 - \phi_{CB}^{[c]}) \cdot \mathcal{G}(m_{\gamma\gamma}; \mu_G^{[c]}, \sigma_G^{[c]}) \quad (6.9)$$

Los valores de los parámetros $\mu_{CB}^{[c]}, \sigma_{CB}^{[c]}, \alpha_{CB}^{[c]}, n_{CB}^{[c]}, \phi_{CB}^{[c]}, \mu_G^{[c]}, \sigma_G^{[c]}$ son extraídos del ajuste a la muestra simulada del Higgs del Modelo Estándar de los dos fotones.

Como se mencionó, la forma está dominada por la resolución experimental ($\sigma_{CB}^{[c]}$) que cambia con la categoría, como se muestra en la Tabla 6.5. La componente de Crystal-Ball ($\phi_{CB}^{[c]}$) será siempre dominante.

| Categoría [c] | 7 TeV | | 8 TeV | |
|---------------|---------------------|-------------------|---------------------|-------------------|
| | $\sigma_{CB}^{[c]}$ | $\phi_{CB}^{[c]}$ | $\sigma_{CB}^{[c]}$ | $\phi_{CB}^{[c]}$ |
| C1 | 1.3988 | 0.9600 | 1.5220 | 0.9593 |
| C2 | 1.4390 | 0.9329 | 1.5725 | 0.8134 |
| C3 | 1.4550 | 0.9548 | 1.6073 | 0.9574 |
| C4 | 1.4839 | 0.9331 | 1.6167 | 0.9685 |
| C5 | 1.5552 | 0.9381 | 1.6686 | 0.8274 |
| C6 | 1.5308 | 0.9514 | 1.6793 | 0.9591 |
| C7 | 1.6524 | 0.9395 | 1.7213 | 0.9502 |
| C8 | 1.6445 | 0.9479 | 1.8068 | 0.9399 |
| C9 | 1.6380 | 0.9180 | 1.7895 | 0.9705 |
| C10 | 1.6750 | 0.9603 | 1.7865 | 0.9937 |
| C11 | 1.2489 | 0.8796 | 1.3983 | 0.9636 |

Tabla 6.5: parámetros principales utilizados para el modelado de $m_{\gamma\gamma}$ en cada categoría, para 7 y 8 TeV. El ancho de la Crystal-Ball (σ_{CB}) y la fracción de su composición (ϕ_{CB}) se muestran, para un valor de la masa de Higgs $m_H = 125.4$ GeV.

En los gráficos en la Figura 6.11 se presentan los ajustes de los modelos en cada una de las 11 categorías para 8 TeV. Los parámetros $\mu_{CB}^{[c]}$, que definen las posiciones de los picos, están afectados por diversos efectos sistemáticos debido a las incertezas en la escala de energía (descriptas en la Sección 6.6.6). Asimismo, los parámetros de resolución $\sigma_{CB}^{[c]}$ se encuentran también afectados por incertezas sistemáticas, y también se describen en la Sección 6.6.6.

El ancho intrínseco de una partícula de espín 2 se supone angosta ($\Gamma_X \lesssim 4$ MeV), de modo que los efectos experimentales son comunes, utilizándose el mismo modelo para la masa invariante de cualquiera de las resonancias de espín 2. Esta suposición está sustentada por la Figura 6.12, donde la forma de $m_{\gamma\gamma}$ para el modelo de espín 2 se compara con la curva paramétrica que fue determinada de la simulación del bosón de Higgs del Modelo Estándar. Se observa que la misma PDF $f_S^{[c]}(m_{\gamma\gamma})$ describe ambas distribuciones.

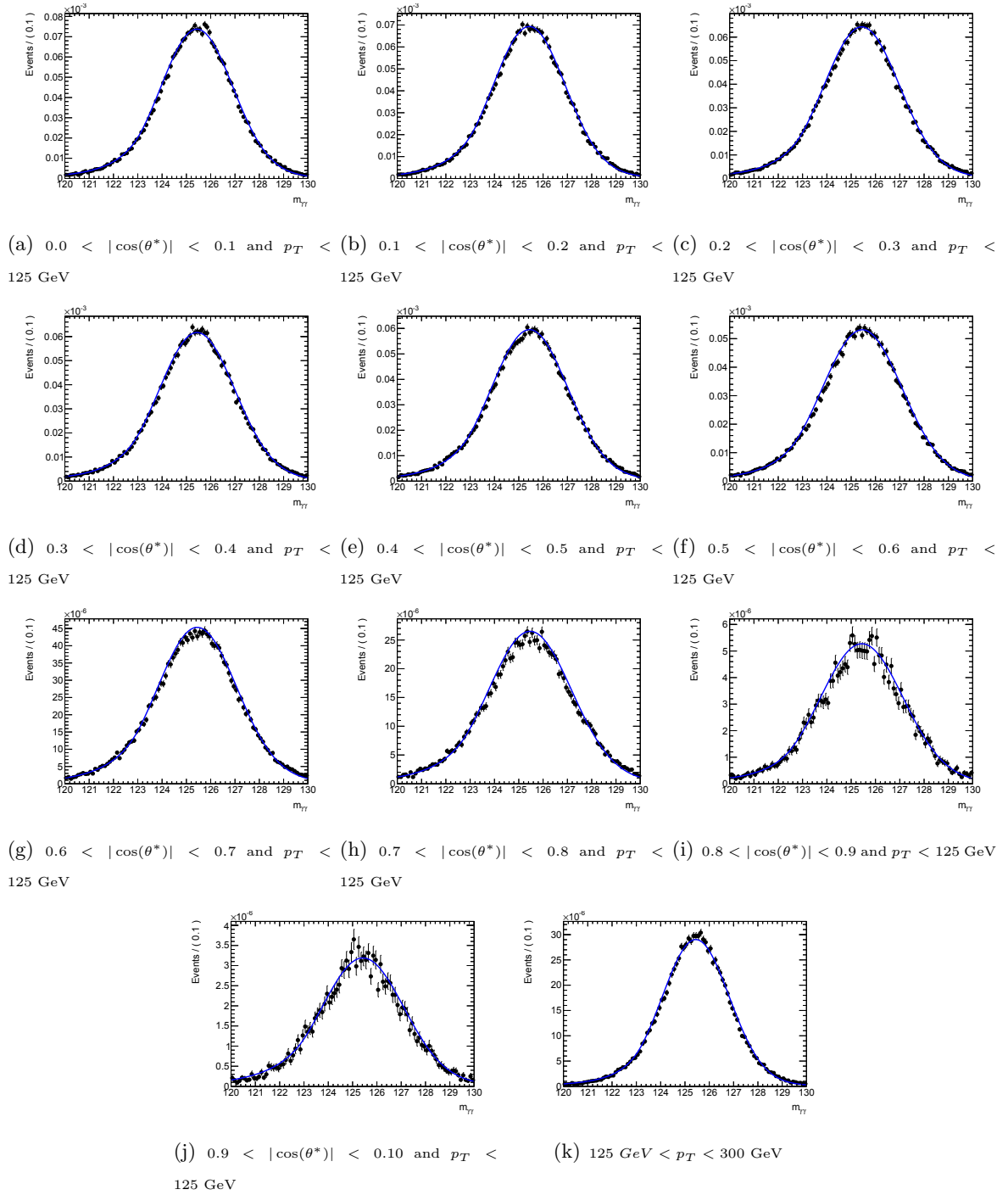


Figura 6.11: Distribución de $m_{\gamma\gamma}$ para la señal de espín 0, en cada categoría, para 8 TeV. La curva continua es utilizada en el likelihood.

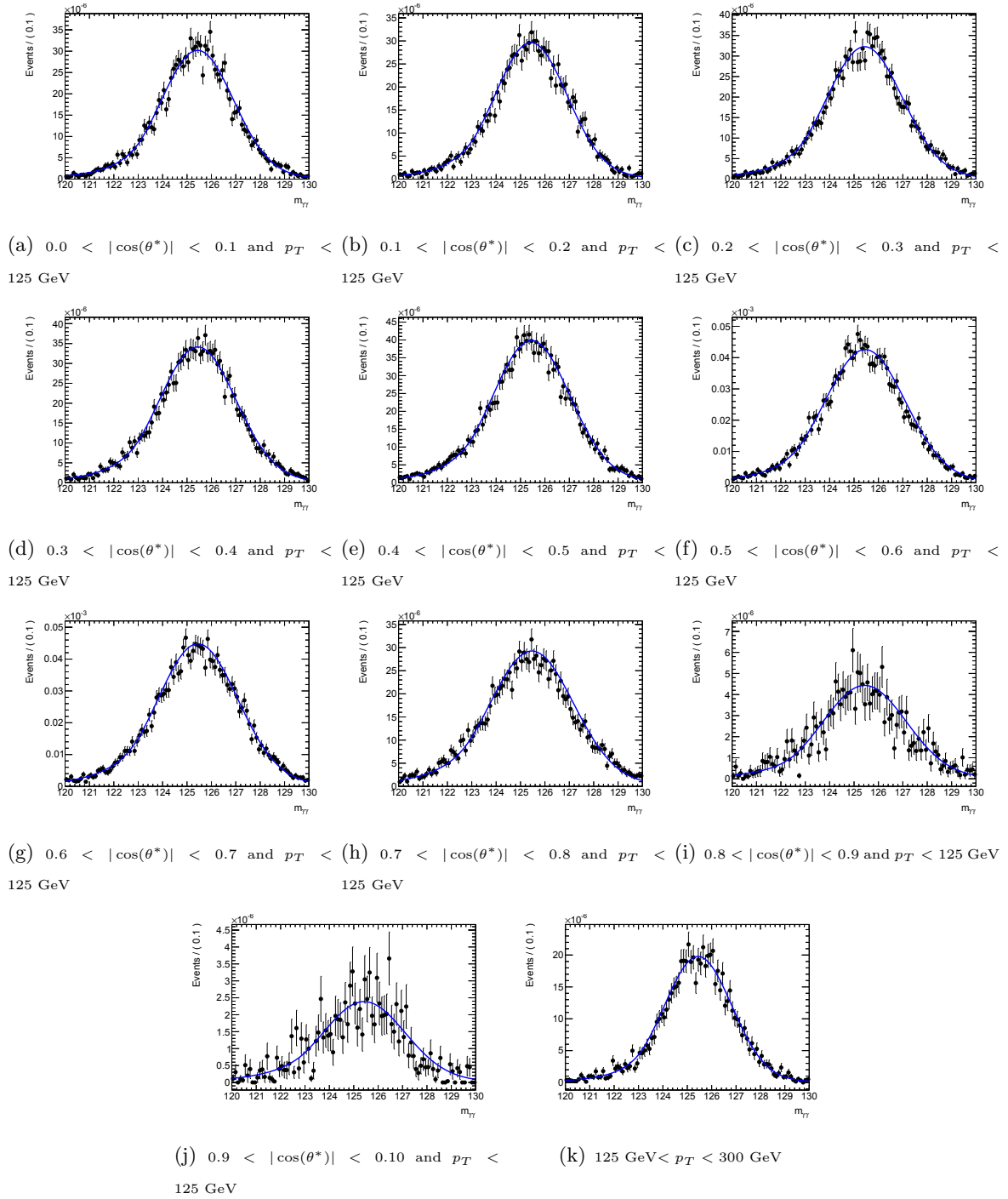


Figura 6.12: Distribución de $m_{\gamma\gamma}$ para la señal de espín 2, para cada categoría, para 8 TeV. La curva continua es la misma que para el caso de espín 0.

6.5.6. Función de likelihood

La función extendida de likelihood $\mathcal{L}_J^{[c]}$, para la categoría $[c]$ y la hipótesis de espín J , puede ser escrita a partir de la PDF de la masa invariante $f(m_{\gamma\gamma})$ definida en la ecuación (6.7) (en

lugar de maximizar el \mathcal{L} , o su logaritmo, utiliza en realidad, el logaritmo del likelihood negativo), el cual será minimizado.

$$-\ln \mathcal{L}_J^{[c]} = \left(n_B^{[c]} + n_S \Phi_J^{[c]} + n_{bias}^{[c]} \right) - \sum_{e \in [c]} \ln \left[n_B^{[c]} f_B^{[c]}(m_{\gamma\gamma}^{(e)}) + (n_S \Phi_J^{[c]} + n_{bias}^{[c]}) f_S^{[c]}(m_{\gamma\gamma}^{(e)}) \right] \quad (6.10)$$

donde e denota cualquier evento perteneciente a la categoría $[c]$. El likelihood extendido combinado será el producto de los likelihoods individuales para cada categoría:

$$-\ln \mathcal{L}_J^{\text{no-syst}} = - \sum_c \ln \mathcal{L}_J^{[c]} \quad (6.11)$$

Esta expresión no tiene en cuenta las incertezas sistemáticas.

Las cantidades $\Phi_J^{[c]}$ están afectadas por varios efectos sistemáticos, tal como se describe en la Sección 6.6. Cada efecto sistemático k se modela como una variación Gaussiana con desviación estándar $\sigma_k^{[c]}$ alrededor del valor nominal de la cantidad, a través de la expresión:

$$\Phi_J^{[c]} = \left[\Phi_J^{[c]} \right]^{(\text{nominal})} \cdot \prod_{k \in \{\text{spin-systs}\}} \left(1 + \sigma_k^{[c]} \theta_k \right)$$

donde el parámetro θ_k (llamado NP³, del inglés *nuisance parameter*) está restringido por una Gaussiana unitaria $\mathcal{G}(\theta_k) = \frac{e^{-\theta_k^2/2}}{\sqrt{2\pi}}$. Notar que mientras que las magnitudes relativas del k^{th} efecto son dependientes de la categoría, a través de $\sigma_k^{[c]}$, sus variaciones se encuentran completamente correlacionadas a través del parámetro θ_k independiente de la categoría.

Del mismo modo, las “señales espúreas” (ver Sección 6.6.2) $n_{bias}^{[c]}$ se tratan como incertezas sistemáticas con promedio cero y desviación estándar $\sigma_{bias}^{[c]}$. Sin embargo, en este caso los efectos están decorrelacionados, y, en consecuencia, existe un único NP $\theta_{bias}^{[c]}$ para cada categoría:

$$n_{bias}^{[c]} = \sigma_{bias}^{[c]} \cdot \theta_{bias}^{[c]}$$

Otras incertezas sistemáticas que afectan la escala de la masa invariante y la resolución son los parámetros $\mu_{CB}^{[c]}$ y $\sigma_{CB}^{[c]}$ en la Ecuación 6.9. Existen muchísimos efectos que serán detallados en la Sección 6.6.6. La magnitud relativa de cada efecto depende de la categoría pero sus variaciones están completamente correlacionadas en las categorías:

$$\begin{aligned} \mu_{CB}^{[c]} &= \left[\mu_{CB}^{[c]} \right]^{(\text{nominal})} \cdot \prod_{k \in \{\text{mass-scale-systs}\}} \left(1 + \sigma_k^{[c]} \theta_k \right) \\ \sigma_{CB}^{[c]} &= \left[\sigma_{CB}^{[c]} \right]^{(\text{nominal})} \cdot \prod_{k \in \{\text{mass-res-systs}\}} \exp \left\{ \theta_k \cdot \sqrt{\ln \left[1 + \left(\sigma_k^{[c]} \right)^2 \right]} \right\} \end{aligned}$$

³Se definen los parámetros NP como aquellos parámetros en el modelo estadístico cuya estimación no es el objetivo principal del análisis, pero que deben ser tenidos en cuenta en la formulación del modelo

La forma particular de la expresión para $\sigma_{CB}^{[c]}$ está motivada por el hecho de que el $\sigma_k^{[c]}$ relacionado podría ser considerable, y por lo tanto se implementa una restricción del tipo log-normal en la incerteza sistemática.

Todas las restricciones Gaussianas en los NPs θ_k se incluyen multiplicando el likelihood extendido combinado de la ecuación (6.11) por todas las Gaussianas unitarias $\mathcal{G}(\theta_k)$:

$$-\ln \mathcal{L}_J = -\ln \mathcal{L}_J^{\text{no-syst}} + \frac{1}{2} \sum_{k \in \{\text{all-systs}\}} \theta_k^2 \quad (6.12)$$

Esta es la expresión final para el log-likelihood negativo, que es minimizado utilizando los datos para el ajuste.

6.6. Incertezas sistemáticas

Esta sección describe las fuentes dominantes de incertezas sistemáticas que afectan el análisis para la separación de las hipótesis de espín. Teniendo en cuenta que la sensibilidad del estado de espín J proviene de las fracciones de señal $\Phi_J^{[c]}$ esperada en cada categoría $[c]$, las incertezas sistemáticas que afectan el resultados son:

- todas las incertezas de modelado que tienen impacto directo en las distribuciones de $p_T^{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$: estas son las interferencias cuánticas de la resonancia con el continuo y para el Modelo Estándar también el procedimiento de repesado del p_T ;
- el sesgo (bias) en el número de eventos de señal ajustados, inducido en cada categoría por la parametrización del fondo;
- la escala y resolución de la masa, que también pueden reflejar un sesgo en el número de eventos de señal.

Además, si uno permite la posibilidad de la producción de espín 2 mediante interacciones EW, se introduce el parámetro libre f_{EW} tal como se explicó en la Sección 6.1.4, y las diferentes cinemáticas introducen una distorsión más en $\cos(\theta^*)$ y $p_T^{\gamma\gamma}$. Esto no es una incerteza sistemática en sí, sino un cambio de modelo, pero por completitud se describe en esta sección.

Los efectos de las distorsiones específicas del espín en las cantidades $\Phi_J^{[c]}$ se encuentran resumidas en la Figura 6.13: La interferencia continuo-resonancia para el Higgs del ME y de espín 2, y el procedimiento de repesado de p_T para el Higgs del ME. El efecto de una posible producción EW para estados de espín 2 también se muestra, para un valor hipotético $f_{EW} = 10\%$, elegido de modo ilustrativo: los valores ajustados se mostrarán en la Tabla 6.13.

6.6.1. Incerteza sistemática debida a la normalización de señal

El presente análisis no es sensible a ninguna incerteza sistemática relacionada a la normalización total del número de eventos de señal. Los parámetros de intensidad de señal, $\mu^7 \text{ TeV}$

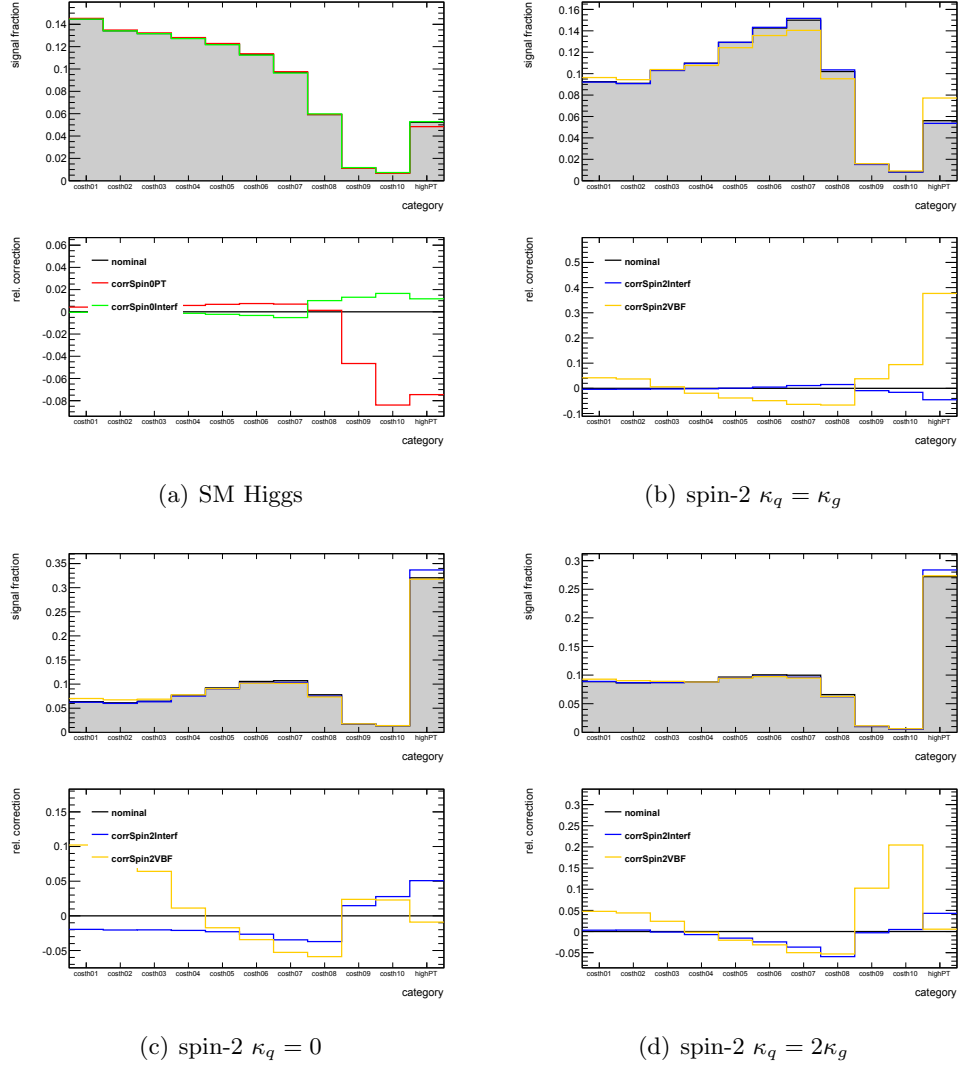


Figura 6.13: Efectos sistemáticos en la fracción de señal por categoría, $\Phi_J^{[c]}$, para el Higgs del ME (arriba izquierda) y los tres escenarios de espín 2. Cada figura muestra la distribución nominal (gráfico lleno gris) y sus variaciones debido al efecto sistemático, en colores. Los histogramas rojo y verde son las variaciones para las fracciones de señal del Higgs del ME, debido al repesado del p_T y la interferencia con la resonancia-continua, respectivamente. Los histogramas azules son las variaciones de las fracciones de señal de espín 2, debido a la interferencia con la resonancia-continua para un ancho $\Gamma_X = 4 \text{ MeV}$. Se intenta que todas las variaciones sean simétricas. Los histogramas amarillos son las variaciones para las fracciones de señal de espín 2, debido a la producción EW. Estas no se deben a efectos sistemáticos. A fines ilustrativos, se supone $f_{EW} = 10\%$.

y $\mu^{8 \text{ TeV}}$, son tratados como parámetros NP en los ajustes, ya que la discriminación entre las hipótesis de espín de Higgs de ME y las alternativas no depende del número de eventos absolutos. Como consecuencia, todas las incertezas relacionadas con la eficiencia de selección total y la luminosidad integrada resultan irrelevantes.

6.6.2. Incerteza sistemática debida a la “Señal espúrea”

Como se mencionó con anterioridad, la elección del modelo del fondo contaminante puede llevar a un sesgo en el número de eventos de señal ajustada en cada una de las categorías. Esto es inevitable, ya que no existe ningún modelo teórico que pueda reproducir la forma verdadera de los procesos de fondo con una precisión suficiente. Cualquier función para modelar, en particular con un número grande de parámetros libres, es capaz de ajustar una señal no nula a una simulación de sólo fondo. En esta sección se muestra el procedimiento para seleccionar la función que modele el fondo y que cuantifique el sesgo esperado asociado, en el número de eventos de señal.

La función utilizada para modelar el fondo no resonante del par de fotones en cada categoría fue elegido tomando en primer lugar varias clases de funciones entre las que se pueden incluir polinomios de Bernstein de bajo orden y polinomios exponenciales. Las mismas son testeadas realizando un ajuste de señal más fondo a una simulación Monte Carlo de alta estadística del fondo. La señal se parametriza según la ecuación 6.9. Mientras que las muestras de sólo fondo utilizadas se describen en la Sección 6.2.

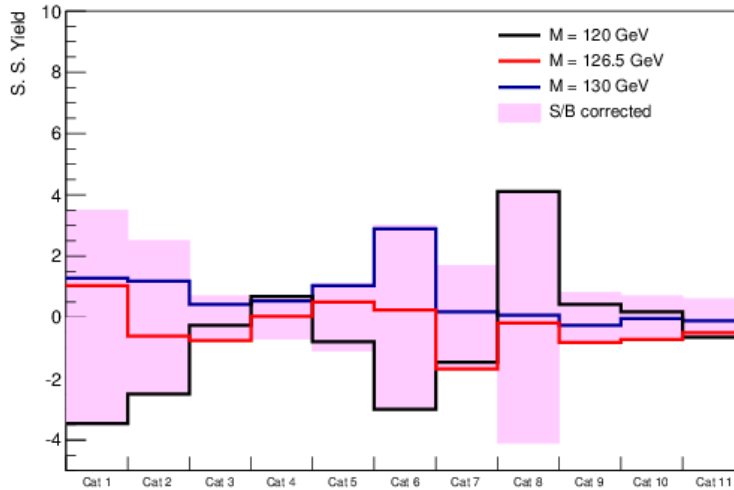


Figura 6.14: Señal espúrea en cada categoría, obtenida de los ajustes a cada punto de masa (líneas sólidas), y su envolvente (área sombreada).

El ajuste se realizó en cada una de las categorías en el rango $105 \text{ GeV} \leq m_{\gamma\gamma} \leq 160 \text{ GeV}$ con

m_H probado en tres puntos de masa: 120 GeV, 126.5 GeV, y 130 GeV. El número de eventos de señal ajustados (“señal espúrea”), fue registrado en cada punto de masa para cada categoría. Para las primeras 10 categorías en $\cos(\theta^*)$, se utilizó un esquema promedio para la señal espúrea:

$$\langle b_i \rangle = \frac{B_i}{3} \sum_{j=i-1}^{i+1} \frac{b_j}{B_j}.$$

En esta ecuación, $\langle b_i \rangle$ es la señal espúrea promedio usada para la incerteza sistemática del bin i , b_j es la señal espúrea del bin j , y B_j es el número de eventos de fondo bajo la señal en el bin j . De esta forma, se refuerza una evolución continua de la señal espúrea en $\cos(\theta^*)$, y las señales espúreas son pesadas de acuerdo con la estadística del fondo. Para los bins de 1 a 10, la suma se realizó sobre sólo dos bins. La técnica del promedio no pudo ser implementada para el bin de $p_T^{\gamma\gamma}$, ya que no es parte de un bineado de un parámetro continuo.

Si la señal espúrea promediada producida por una función fuera menor que el 20 % de la incerteza del fondo esperado, o menor que el 10 % del número de eventos de señal esperado según el Modelo Estándar, la función se considera viable. De existir múltiples funciones que pasen el criterio para una categoría, el modelo con la menor cantidad de grados de libertad será el elegido. En el caso en que muchos modelos con igual grados de libertad pasen el criterio, se elegirá aquel que de la mejor significancia esperada con respecto a la mediana.

El valor final de señal espúrea utilizado en el análisis fue tomado como la envolvente de los valores promediados de la señal espúrea $\langle b_i \rangle$ para los tres puntos de masa. La Figura 6.14 ilustra cómo se construye la envolvente, tomando el máximo de los tres valores estimados en los tres puntos de masa, y después simetrizando sus límites positivos y negativos. Cada línea representa los valores de señal espúrea promediados en cada categoría, y el histograma sombreado representa la envolvente de las tres señales espúreas promediadas.

La Tabla 6.6 lista los valores de señal espúrea para $\sqrt{s} = 7$ TeV y 8 TeV. Los valores de las señales espúreas fueron originalmente calculados para 8 TeV usando el procedimiento descrito anteriormente con una simulación Monte Carlo a nivel generador pero con una emulación básica del detector. Los valores de señal espúrea para 7 TeV, fueron obtenidos escaleando con un factor < 1 los valores de señal espúrea de 8 TeV usando el cociente del número total de eventos en los dos conjuntos de datos, en un rango de masa $m_{\gamma\gamma} \in [105, 160]$ GeV.

6.6.3. Incerteza sistemática en el repesado de p_T , para el bosón de Higgs del ME

Las incertezas sistemáticas debido al repesado del p_T se calculan siguiendo el procedimiento de la Ref. [66]. Su impacto en las fracciones de la señal en cada categoría se muestra en la Tabla 6.7 y en la Figura 6.15.

| Categoría | Función | Sesgo en 7 TeV [eventos] | Sesgo en 8 TeV [eventos] |
|--------------|-------------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| Categoría 1 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.6 | 3.5 |
| Categoría 2 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.5 | 2.5 |
| Categoría 3 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.1 | 0.7 |
| Categoría 4 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.1 | 0.7 |
| Categoría 5 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.2 | 1.1 |
| Categoría 6 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.5 | 3.0 |
| Categoría 7 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.3 | 1.7 |
| Categoría 8 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.7 | 4.1 |
| Categoría 9 | poli. exponencial de 2^{do} orden | 0.1 | 0.8 |
| Categoría 10 | exponencial simple | 0.1 | 0.7 |
| Categoría 11 | exponencial simple | 0.1 | 0.6 |

Tabla 6.6: Funciones del fondo y valores de señal espúrea para $\sqrt{s} = 7$ TeV y 8 TeV. Los valores citados a 7 TeV son obtenidos mediante el escaleo de los calculados a 8 TeV, tal como se explica en el texto.

| | categorías | | | | | | | | | | |
|-------|------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|
| | C 1 | C 2 | C 3 | C 4 | C 5 | C 6 | C 7 | C 8 | C 9 | C 10 | C 11 |
| var + | +0.54 | +0.62 | +0.59 | +0.71 | +0.81 | +0.89 | +0.83 | +0.21 | -6.30 | -13.03 | -13.76 |
| var - | -0.46 | -0.50 | -0.50 | -0.54 | -0.61 | -0.63 | -0.59 | -0.55 | +3.82 | +8.95 | +11.68 |

Tabla 6.7: Incertezas sistemáticas (relativas) debido al repesado de p_T , en la fracción de señal para cada característica.

6.6.4. Interferencia para la hipótesis J_{Alt}^P .

Tanto cuando el bosón de Higgs o una partícula de espín 2 se produce a través de la fusión de gluones, se da una interferencia cuántica destructiva entre este proceso y la amplitud de fondo continuo para $gg \rightarrow \gamma\gamma$. La magnitud de esta interferencia depende del ancho de la resonancia Γ_X , y su signo en el signo relativo de los acoplamientos ggX y $X\gamma\gamma$.

Para calcular la cantidad efectiva de la interferencia, se generan los procesos $gg \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma$ y $gg \rightarrow \gamma\gamma$ con SHERPA [27], que provee una descripción válida del continuo $\gamma\gamma$, y se utiliza en muchos de los análisis de ATLAS que involucren el mismo estado final. La cinemática del estado final del sistema de dos fotones en el proceso $gg \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma$ difiere entre SHERPA y MadGraph5, principalmente debido al hecho que MadGraph5 tiene una emisión partónica más. Por ende, la interferencia calculada con SHERPA debe ser escaleada consistentemente como se explicará. En

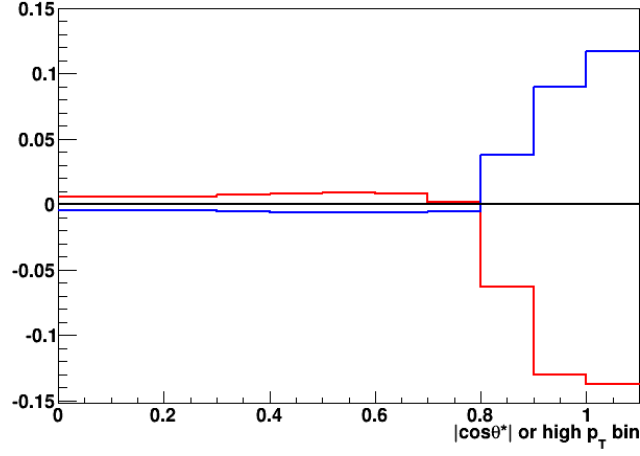


Figura 6.15: Incerteza sistemática porcentual debido al repesado de p_T , en la fracción de señal para cada categoría.

cada categoría, la cantidad de eventos de señal y fondo es:

$$n_S^{[c]} + n_B^{[c]} \simeq \mathcal{A}^{[c]} \cdot |\mathcal{M}_S + \mathcal{M}_B|^2 = \overbrace{\mathcal{A}^{[c]} \cdot (|\mathcal{M}_S|^2 + 2\text{Re}[\mathcal{M}_S \mathcal{M}_B^*])}^{\text{signal}} + \overbrace{\mathcal{A}^{[c]} \cdot |\mathcal{M}_B|^2}^{\text{background}}$$

donde \mathcal{M}_S , \mathcal{M}_B son los elementos de matriz para $gg \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma$ y $gg \rightarrow \gamma\gamma$, promediada en el espacio de fase de la categoría $[c]$, y $\mathcal{A}^{[c]}$ es un factor que tiene en cuenta la integración sobre ese espacio de fase, la eficiencia de selección y la luminosidad. El símbolo \simeq se refiere a la suposición que el mismo factor $\mathcal{A}^{[c]}$ se usa tanto para la producción resonante como continuo $\gamma\gamma$: esta suposición está motivada por el hecho de que el estado final y el espacio de fase son los mismos.

Sin interferencia, la cantidad de señal sería $n_{S,\text{nointerf}}^{[c]} = \mathcal{A}^{[c]} \cdot |\mathcal{M}_S|^2$. El efecto relativo de la interferencia puede entonces ser estimado como :

$$\delta^{[c]} = \frac{n_S^{[c]}}{n_{S,\text{nointerf}}^{[c]}} - 1 \simeq \frac{\mathcal{A}^{[c]} \cdot (|\mathcal{M}_S|^2 + 2\text{Re}[\mathcal{M}_S \mathcal{M}_B^*])}{\mathcal{A}^{[c]} \cdot |\mathcal{M}_S|^2} - 1 = \frac{2\text{Re}[\mathcal{M}_S \mathcal{M}_B^*]}{|\mathcal{M}_S|^2} = 2\text{Re} \left[\frac{\mathcal{M}_B}{\mathcal{M}_S} \right]$$

donde $\text{Re}[\dots]$ denota la parte real de un número complejo. Como consecuencia, las escalas de la corrección de interferencia de SHERPA a MadGraph5 son:

$$\frac{\delta_{\text{MadGraph5}}^{[c]}}{\delta_{\text{Sherpa}}^{[c]}} = \text{Re} \left[\frac{\mathcal{M}_{S,\text{Sherpa}}}{\mathcal{M}_{S,\text{MadGraph5}}} \right] \simeq \frac{|\mathcal{M}_{S,\text{Sherpa}}|}{|\mathcal{M}_{S,\text{MadGraph5}}|} \simeq \sqrt{\frac{n_{S,\text{nointerf,Sherpa}}^{[c]}}{n_{S,\text{nointerf,MadGraph5}}^{[c]}}}$$

El primer símbolo \simeq hace referencia a la suposición de que las fases complejas para $\mathcal{M}_{S,\text{Sherpa}}$ y $\mathcal{M}_{S,\text{MadGraph5}}$ son las mismas. Esto es razonable, ya que el lagrangiano de espín 2 es el mismo

en ambos generadores. El segundo símbolo \simeq viene de la suposición de que $\mathcal{A}^{[c]}$ son los mismos para SHERPA y MadGraph5.

En conclusión, el efecto relativo $\delta^{[c]}$ de la interferencia es evaluado de SHERPA como $\delta_{\text{Sherpa}}^{[c]}$ para cada categoría, y luego escaleado para ser aplicado al modelo de MadGraph5 como

$$\delta_{\text{MadGraph5}}^{[c]} = \delta_{\text{Sherpa}}^{[c]} \cdot \sqrt{\frac{n_{S,\text{nointerf,Sherpa}}^{[c]}}{n_{S,\text{nointerf,MadGraph5}}^{[c]}}}$$

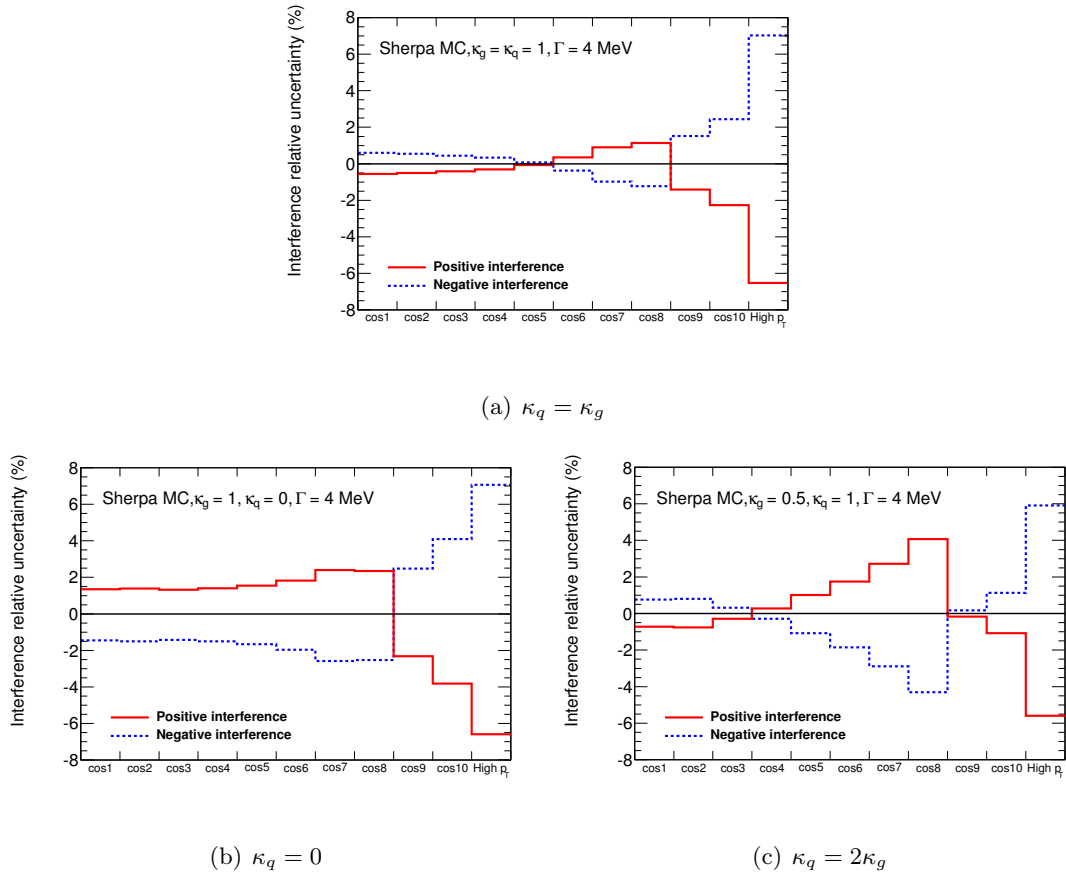


Figura 6.16: Corrección (porcentual) en la fracción de señal por categoría, debido a la interferencia entre la hipótesis de la resonancia de espín 2 y el fondo continuo, calculados para $\Gamma = 4 \text{ MeV}$.

Las correcciones resultantes para cada uno de los tres escenarios se muestran en la Figura 6.16, para un ancho $\Gamma_X = 4 \text{ MeV}$ de la resonancia. En estos casos de espín 2, las distribuciones nominales suponen interferencia nula, y la corrección se aplica como una incerteza sistemática.

Para la hipótesis de acoplamientos universales (UC), sólo la interferencia positiva es considerada; como resultado, la incerteza sistemática correspondiente es asimétrica. Para las dos hipótesis no UC, se toma la envolvente de las interferencias negativas y positivas como la incerteza sistemática (con una restricción Gaussiana). Los valores para las incertezas aplicadas

pueden encontrarse en la Tabla 6.8.

| Escenario | C 1 | C 2 | C 3 | C 4 | C 5 | C 6 | C 7 | C 8 | C 9 | C 10 | C 11 |
|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $kg=kq=1$ | -0.40 | -0.35 | -0.26 | -0.17 | 0.07 | 0.49 | 1.10 | 1.51 | -0.92 | -1.59 | -4.53 |
| $kg=1, kq=0$ | -1.95 | -2.04 | -2.02 | -2.10 | -2.29 | -2.65 | -3.46 | -3.71 | 1.47 | 2.78 | 5.08 |
| $kg=0.5, kq=0$ | 0.32 | 0.35 | -0.12 | -0.72 | -1.56 | -2.45 | -3.68 | -5.93 | -0.29 | 0.48 | 4.30 |

Tabla 6.8: Incertezas sistemáticas porcentuales en la fracción de señal por categoría, debido a la interferencia entre cada uno de los escenarios de espín 2 y el fondo continuo, para $\Gamma = 4 \text{ MeV}$

6.6.5. Interferencia para el Modelo Estándar $J^P = 0^+$

Tal como fue explicado anteriormente, habrá también una interferencia entre el bosón de Higgs y el fondo continuo.

La Figura 6.17 muestra la contribución a orden dominante (LO) a la interferencia y el proceso a orden árbol $qg \rightarrow \gamma\gamma q$, cuya interferencia con $qg \rightarrow Hq \rightarrow \gamma\gamma q$ está al mismo orden en α_s que la interferencia dominante $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$. Esta figura también describe los tres tipos de amplitudes continuas mediadas por loops de quarks livianos incluidos en las correcciones dominantes a NLO: $gg \rightarrow \gamma\gamma g$, $qg \rightarrow \gamma\gamma q$ y $gg \rightarrow \gamma\gamma$.

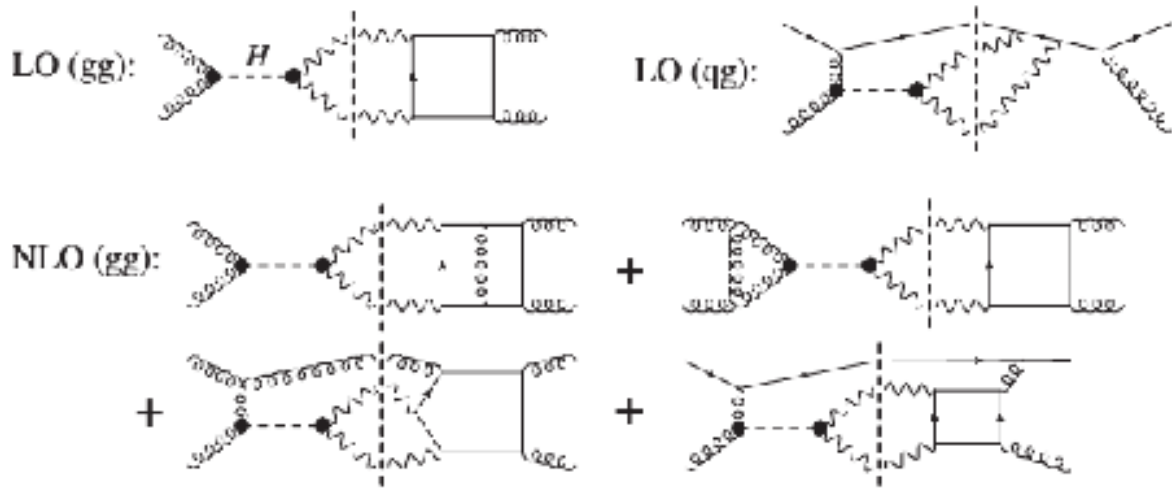


Figura 6.17: Diagramas para la interferencia entre la resonancia de Higgs (izquierda de la línea punteada) y el continuo (derecha de la línea punteada).

La corrección para la interferencia se presenta en la Tabla 6.9, y corresponde a $(\text{LO}+\text{NLO})/2$ para los primeros siete bins ($\cos(\theta^*) < 0.7$) y a NLO para el resto de los bins ($\cos(\theta^*) > 0.7$ y 11^{esimo} bin) tal como fue recomendado por los teóricos que introdujeron el cálculo de la

interferencia [67]. La incerteza sistemática se calcula como la diferencia entre “dos veces la corrección” y “no corrección”, y se implementa con una restricción Gaussiana.

| | C 1 | C 2 | C 3 | C 4 | C 5 | C 6 | C 7 | C 8 | C 9 | C 10 | C 11 |
|---------|------|------|------|------|------|------|------|-------|------|------|-------|
| Espín 0 | -1.3 | -1.3 | -1.3 | -1.4 | -1.5 | -1.6 | -1.8 | -0.13 | 0.24 | 0.81 | 0.075 |

Tabla 6.9: Efecto de la interferencia entre la resonancia del ME y el fondo continuo, expresado en %, en la fracción de señal en cada categoría.

6.6.6. Incertezas sistemáticas en la escala de masa invariante y resolución

Se comienza suponiendo que la señal tiene una masa igual a la medida combinada de la masa de $m_H = 125.4$ GeV, a partir de los canales $H \rightarrow \gamma\gamma$ y $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$. Existen varios efectos sistemáticos debidos a la variedad de fuentes que afectan la posición observada de la resonancia en los datos y su resolución (los parámetros μ_{BC} y σ_{CB} en la ecuación 6.9). Existe cierta flexibilidad en los ajustes proveniente de las fluctuaciones de los parámetros NP asociados con la escala de masa, para incorporar variaciones en la posición del pico observado a lo largo de las categorías del análisis, y también entre los valores de m_H medidos en los canales $H \rightarrow \gamma\gamma$ y $ZZ^* \rightarrow 4\ell$.

El tamaño de todas las fuentes sistemáticas fue calculado para las 11 categorías de espín. Sus valores se encuentran listados en las Tablas 6.10 y 6.12.

Hay dos fuentes de incerteza más que pueden afectar la escala de masa. Una se debe a la incerteza en la posición del vértice primario, cuyo valor resulta ser del 0.03 %. La otra se induce de la parametrización de la forma del fondo $m_{\gamma\gamma}$, ecuación 6.8, y cambia con la categoría como se muestra en la Tabla 6.11.

6.7. Ajuste final a los datos

En estas secciones se presentan los resultados obtenidos a partir del ajuste con el modelo de likelihood introducido en la Sección 6.5, incluyendo el tratamiento de incertezas sistemáticas detallado en la Sección 6.6, simultáneamente a los datos recolectados a $\sqrt{s} = 7$ TeV y $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Este ajuste se realiza bajo las diferentes hipótesis de señal: bosón escalar del ME ($J^P = 0^+$) y espín dos con las tres elecciones de acoplamientos κ_q, κ_g ; y bajo las tres condiciones: valores de m_X tanto con el valor de $m_H = 125.4$ GeV fijo o libre, y con f_{EW} fijo a cero o libre. El análisis principal (ver Sección 6.9) utiliza $m_X = 125.4$ GeV y supone $f_{EW} = 0$. Como cross-check de la sensibilidad a la posible presencia de producción EW, el caso de una f_{EW} libre, para ser ajustado a los datos, es también considerado. Los resultados de los ajustes, para los parámetros m_X , $\mu^{7 \text{ TeV}}$, $\mu^{8 \text{ TeV}}$, f_{EW} , se muestran en la Tabla 6.13. Los valores obtenidos para

| Fuente | C 1 | C 2 | C 3 | C 4 | C 5 | C 6 | C 7 | C 8 | C 9 | C 10 | C 11 |
|--------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Zee | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.05 | 0.06 | 0.06 | 0.05 | 0.07 | 0.11 | 0.05 |
| L2Gain | -0.12 | -0.14 | -0.14 | -0.12 | -0.11 | -0.09 | -0.07 | -0.05 | -0.06 | -0.03 | -0.25 |
| LateralLeakageUC | 0.04 | 0.04 | 0.04 | 0.04 | 0.04 | 0.04 | 0.05 | 0.05 | 0.04 | 0.07 | 0.03 |
| LateralLeakageCV | 0.07 | 0.06 | 0.06 | 0.07 | 0.07 | 0.06 | 0.07 | 0.07 | 0.07 | 0.11 | 0.05 |
| ConvInefficiency | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.03 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.03 | 0.03 | 0.03 | -0.01 |
| ConvFakeRate | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0 | 0.01 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.03 | 0 |
| Geant4 | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.02 | 0.03 | 0.01 | 0.02 | 0 |
| Pedestal | -0.01 | -0.01 | -0.02 | -0.02 | -0.01 | -0.01 | 0 | 0 | -0.01 | 0.01 | -0.02 |
| ConvRadius | -0.02 | -0.02 | -0.01 | -0.01 | -0.02 | -0.02 | -0.01 | -0.02 | 0 | 0.03 | -0.03 |
| L1Gain | 0.04 | 0.02 | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.03 | 0.04 | 0.05 | 0.08 | 0.1 | 0.01 |
| LArCalibBarr | -0.08 | -0.08 | -0.09 | -0.08 | -0.07 | -0.07 | -0.05 | -0.05 | -0.06 | -0.04 | -0.13 |
| LArCalibEC | -0.02 | -0.02 | -0.01 | -0.01 | -0.02 | -0.02 | -0.02 | -0.02 | -0.01 | 0 | -0.01 |
| LArUnconvCalibBarr | 0.03 | 0.02 | 0.03 | 0.03 | 0.03 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.04 | 0.03 |
| LArUnconvCalibEC | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0 |
| LArElecUnconvBarr | -0.07 | -0.07 | -0.08 | -0.09 | -0.09 | -0.07 | -0.07 | -0.06 | -0.07 | -0.03 | -0.1 |
| LArElecUnconvEC | -0.02 | -0.03 | -0.04 | -0.03 | -0.04 | -0.04 | -0.04 | -0.05 | -0.04 | -0.04 | -0.03 |
| LArCalibElec | 0.01 | 0.01 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0.02 | 0.02 | 0.01 | 0.07 | 0 |
| MatID1 | 0.06 | 0.06 | 0.06 | 0.06 | 0.06 | 0.06 | 0.05 | 0.04 | 0.04 | 0.06 | 0.05 |
| MatID2 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.01 | 0.03 | 0.02 |
| MatID3 | 0.01 | 0.01 | 0 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.02 | 0.02 | 0.04 | 0.03 | 0 |
| MatID4 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0.01 | 0.01 | 0 | 0 |
| PresamplerBarr | 0.03 | 0.03 | 0.03 | 0.03 | 0.03 | 0.03 | 0.03 | 0.02 | 0.03 | 0.02 | 0.04 |
| PresamplerEC | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.02 | 0.03 | 0.01 |
| S12Barr | 0.01 | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.03 | 0.02 | 0.02 |
| S12EC | 0 | 0.01 | 0 | 0 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.02 | 0.02 | 0.01 |
| MatCaloBarr | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.02 | 0.01 |
| MatCaloEC | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0.01 | 0 | 0.01 | 0.01 | 0 |
| MatCryoBarr | 0.02 | 0.02 | 0.01 | 0.01 | 0.02 | 0.01 | 0.01 | 0.01 | 0.02 | 0.02 | 0.01 |
| MatCryoEC | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.03 | 0.03 | 0.04 | 0.04 | 0.02 |

Tabla 6.10: Valores relativos (porcentuales) de las incertezas sistemáticas en la escala de masa invariante para datos de 8 TeV. Estos valores fueron provistos por el grupo de performance de la colaboración.

| C1 | C2 | C3 | C4 | C5 | C6 | C7 | C8 | C9 | C10 | C11 |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 0.11 | 0.08 | 0.16 | 0.12 | 0.13 | 0.19 | 0.17 | 0.31 | 0.52 | 0.62 | 0.05 |

Tabla 6.11: Sesgo relativo en la masa medida, en porcentaje, debido a la parametrización del fondo.

las intensidades de señal cambian con la hipótesis de espín supuesta. Para completar el estudio, se realiza también un ajuste inclusivo a $m_{\gamma\gamma}$, sin el uso de categorías. De esta forma, sólo se mide el tamaño del pico $m_{\gamma\gamma}$, de manera independiente del espín. El resultado también se muestra en las filas inferiores de la Tabla 6.13, para m_X fijo y libre. Cabe aclarar que para los ajustes inclusivos no se consideraron las incertezas sistemáticas de escala de masa y resolución, y por ende el ajuste con m_X libre, es el más confiable.

La Figura 6.18 muestra el resultado del ajuste simultáneo para el Higgs ME (rojo) y para el espín 2 con UC (azul), con $m_X = 125.4$ GeV fija y $f_{EW} = 0$, para todos los datos, mientras que las Figuras 6.20 y 6.24 muestran los resultados del mismo ajuste separadamente para cada categoría y para cada energía de colisión \sqrt{s} . Los valores post-ajuste de todos los NPs restringidos se muestran en la Figura 6.27.

Antes de someterse a un test de hipótesis con toda la estadística, uno puede tener una idea preliminar del resultado de los datos, extrayendo directamente el número de eventos de

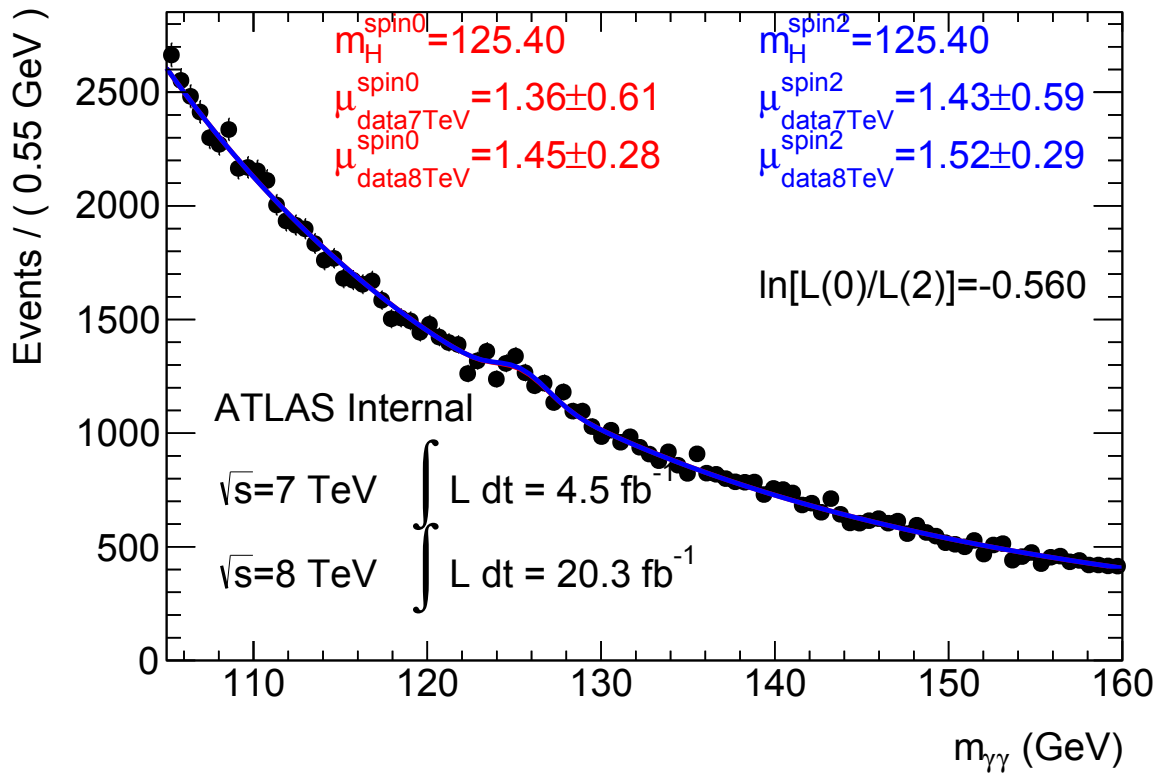


Figura 6.18: Resultados de los ajustes con los datos recolectados (puntos negros sólidos). Las curvas roja y azul son los modelos para el Higgs ME y el espín 2 UC, respectivamente.

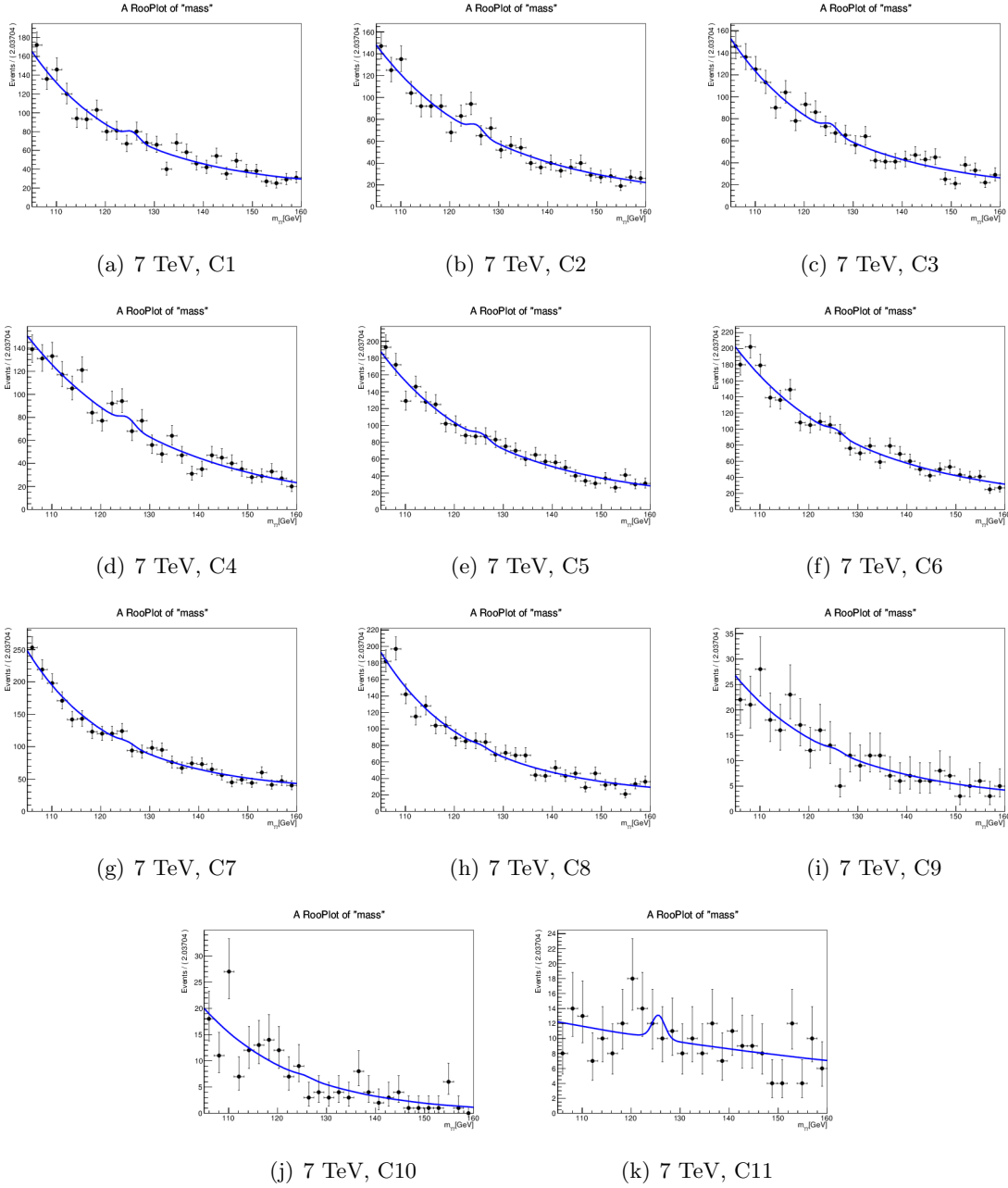


Figura 6.19: Resultados de los ajustes con datos recolectados a $\sqrt{s} = 7$ TeV (puntos negros sólidos) divididos en categorías. La curva azul es el modelo para el Higgs ME.

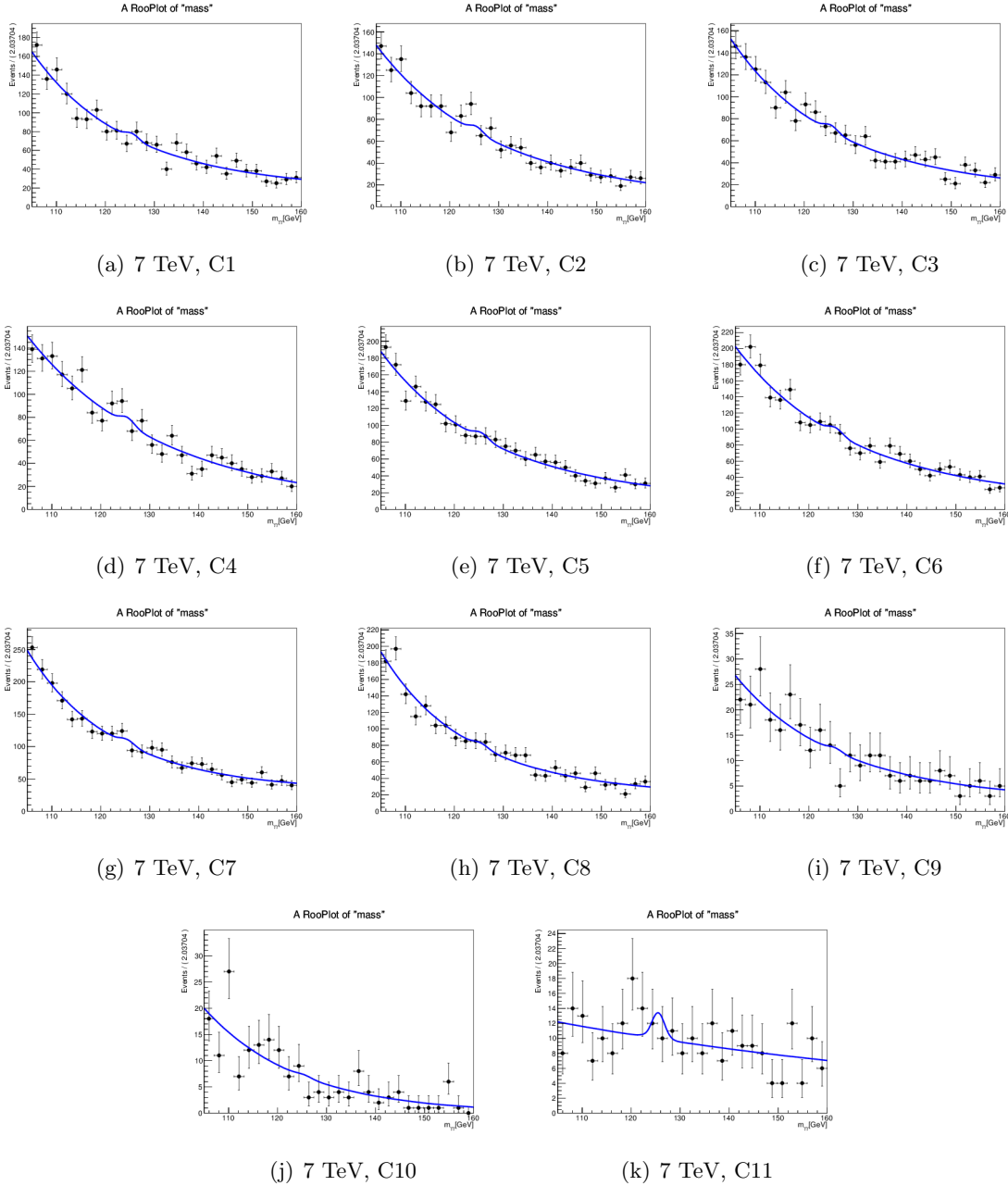


Figura 6.20: Resultados de los ajustes con datos recolectados a $\sqrt{s} = 7$ TeV (puntos negros sólidos) divididos en categorías. La curva azul es el modelo para el espín 2 UC.

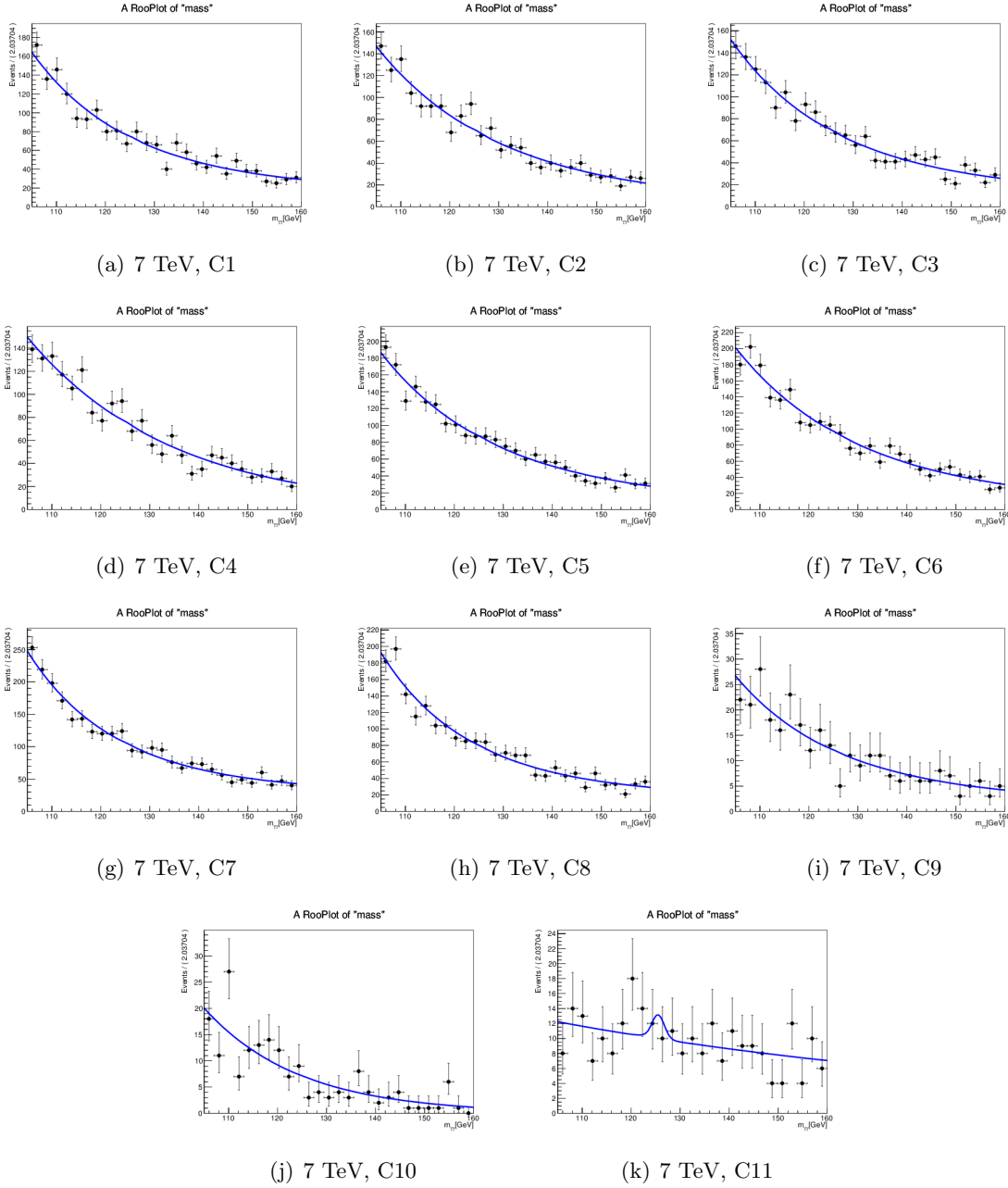


Figura 6.21: Resultados de los ajustes con datos recolectados a $\sqrt{s} = 7$ TeV (puntos negros sólidos) divididos en categorías. La curva azul es el modelo para el espín kg05kq10.

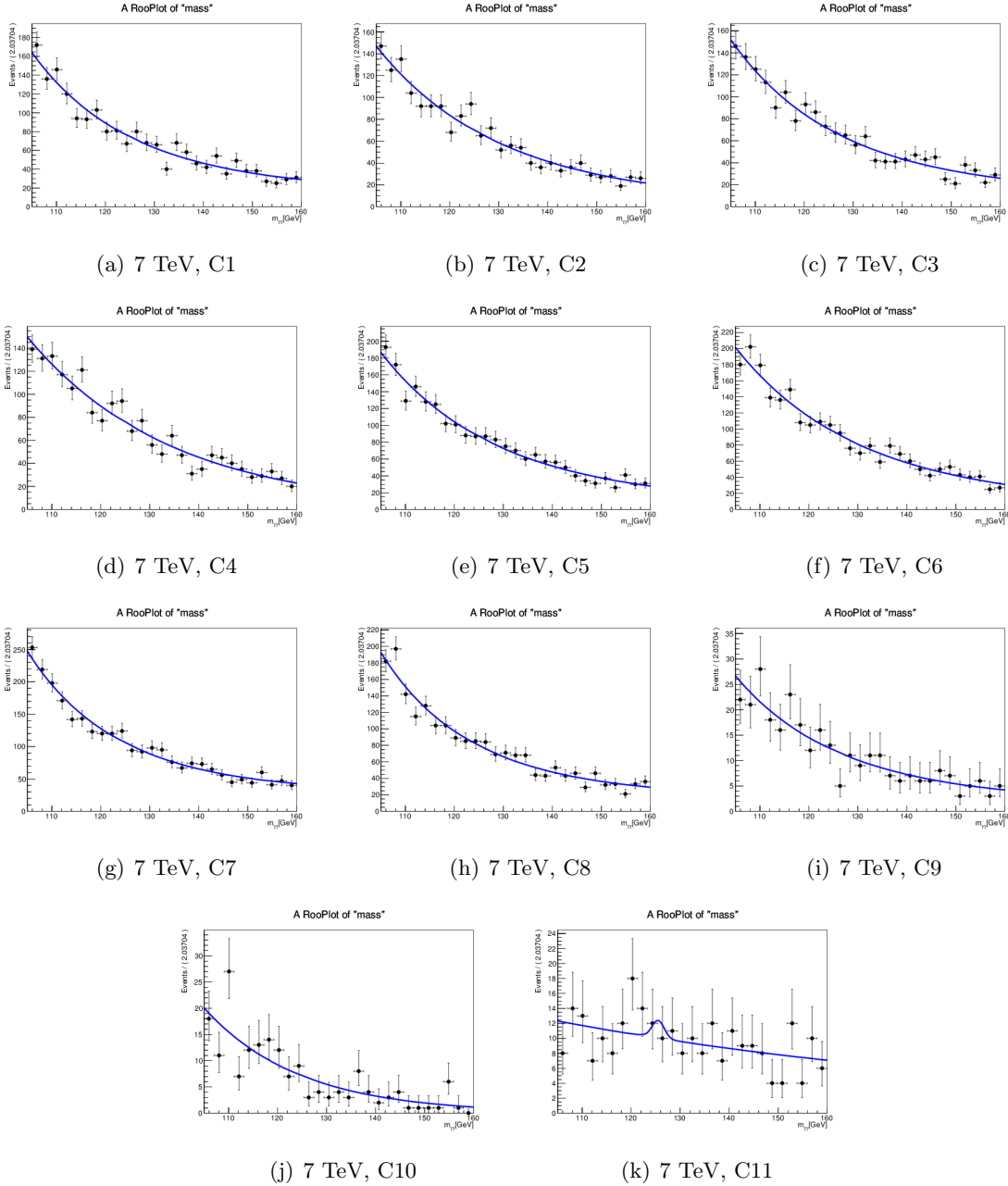


Figura 6.22: Resultados de los ajustes con datos recolectados a $\sqrt{s} = 7$ TeV (puntos negros sólidos) divididos en categorías. La curva azul es el modelo para el espín kg10kq00.

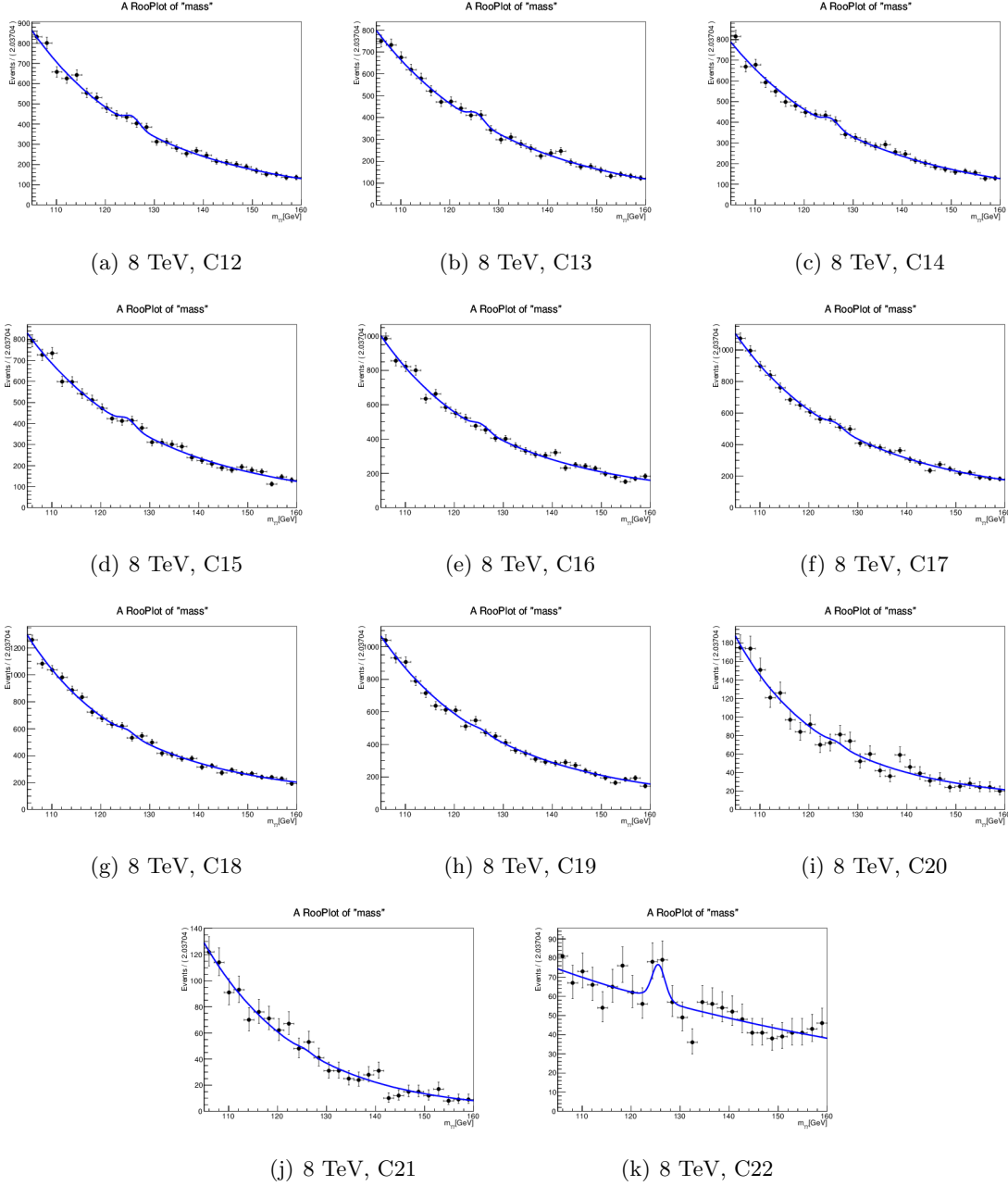


Figura 6.23: Resultados de los ajustes con datos recolectados a $\sqrt{s} = 8$ TeV (puntos negros sólidos) divididos en categorías. La curva azul es el modelo para el Higgs ME.

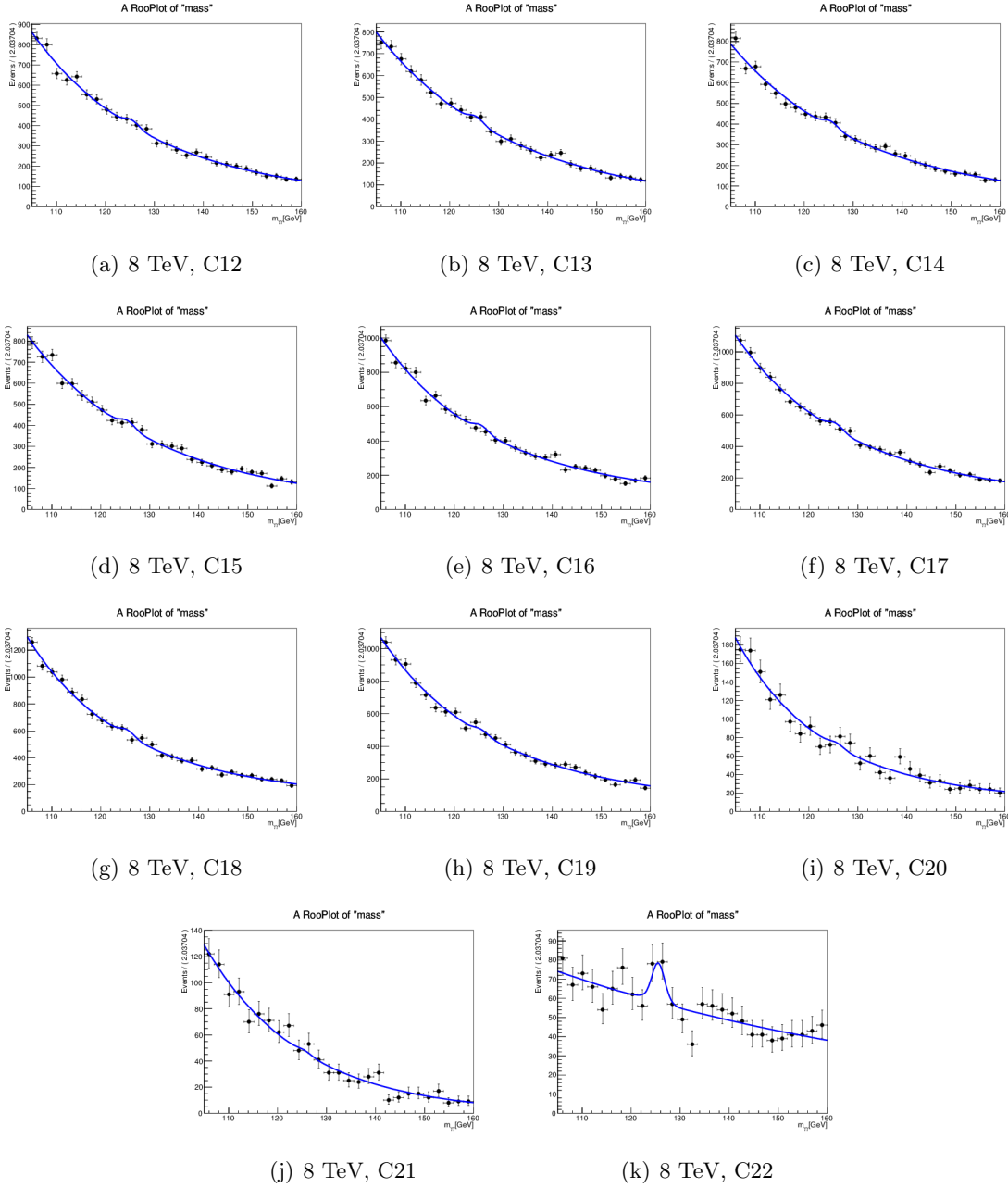


Figura 6.24: Resultados de los ajustes con datos recolectados a $\sqrt{s} = 8$ TeV (puntos negros sólidos) divididos en categorías. La curva azul es el modelo para el espín 2 UC.

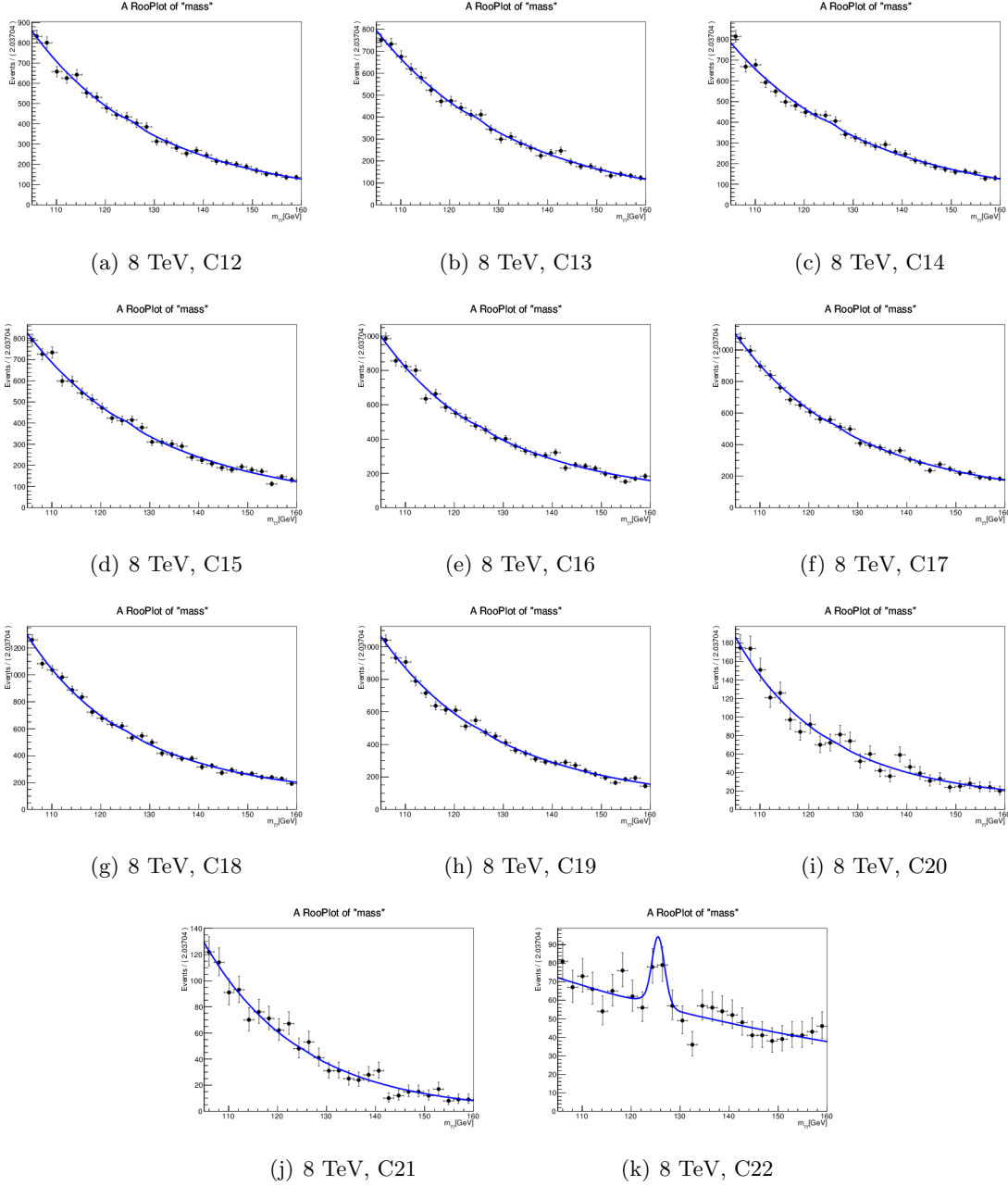


Figura 6.25: Resultados de los ajustes con datos recolectados a $\sqrt{s} = 8$ TeV (puntos negros sólidos) divididos en categorías. La curva azul es el modelo para el espín kg05kq10.

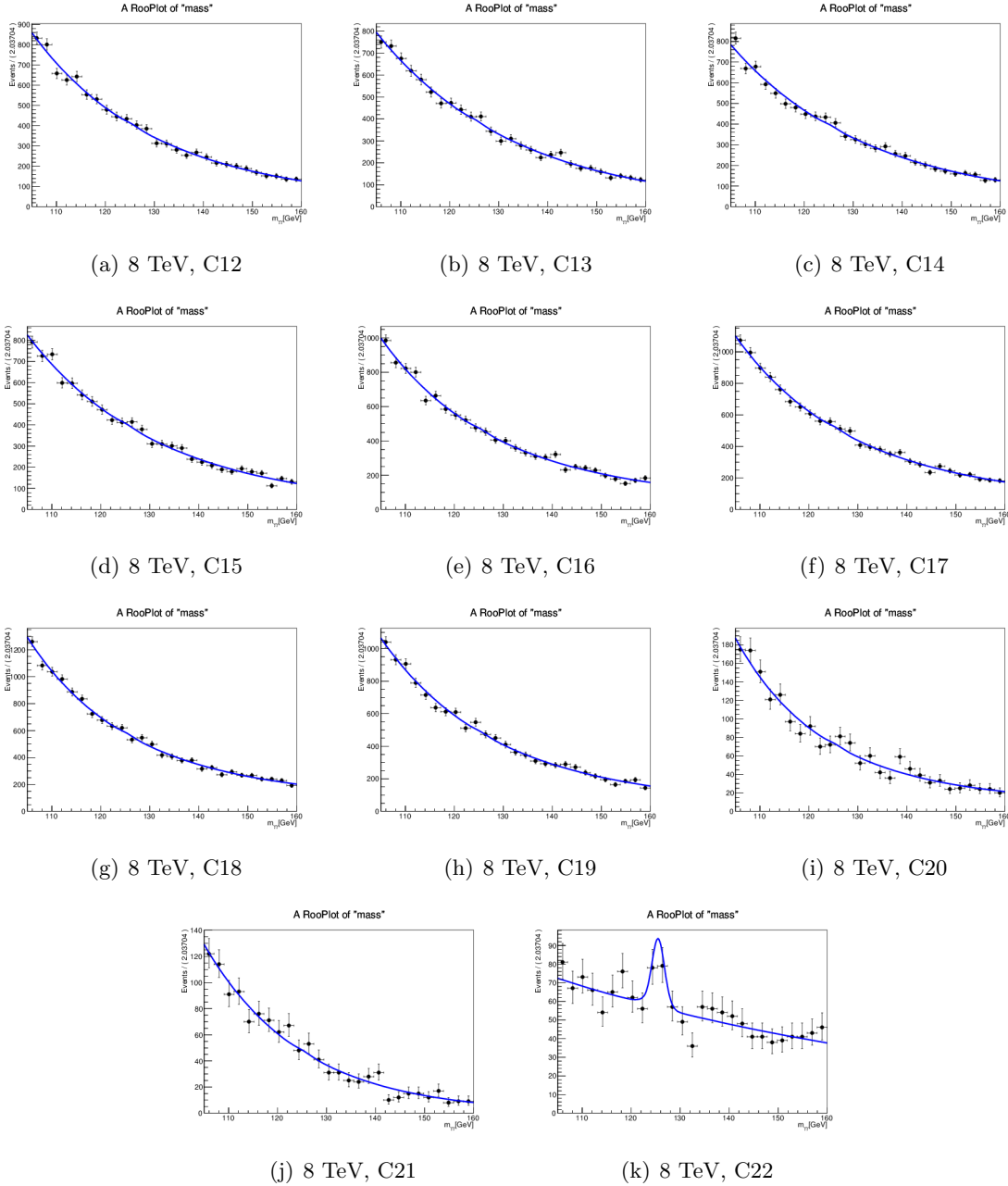
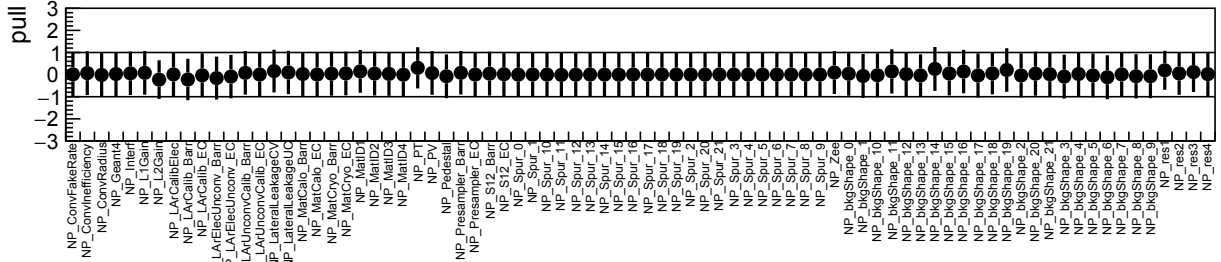
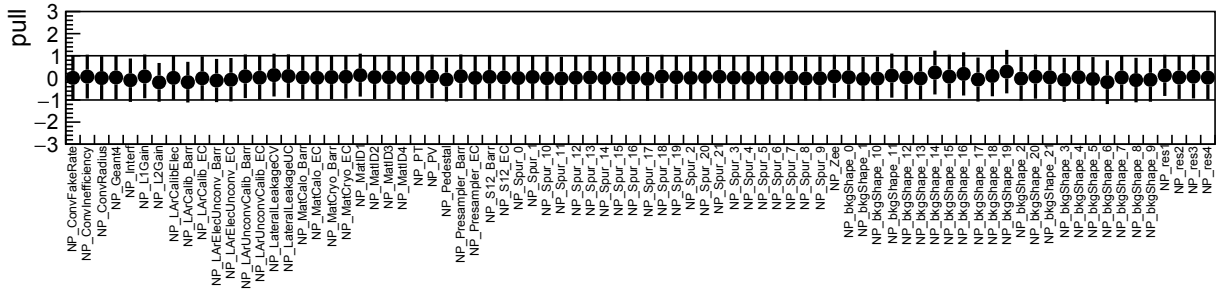


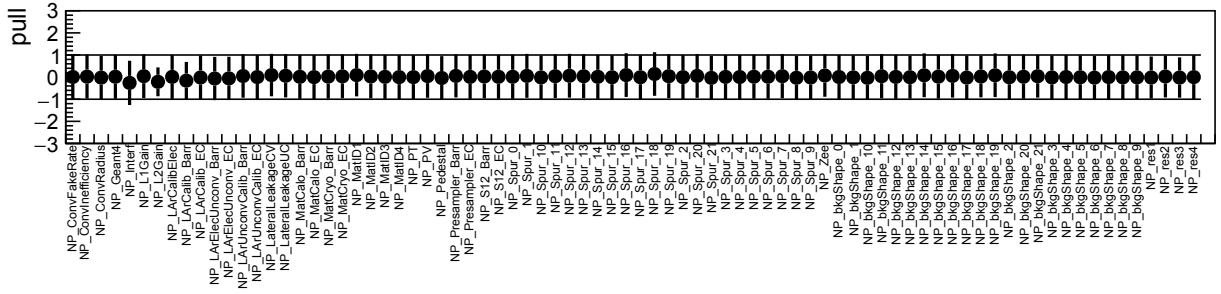
Figura 6.26: Resultados de los ajustes con datos recolectados a $\sqrt{s} = 8$ TeV (puntos negros sólidos) divididos en categorías. La curva azul es el modelo para el espín kg10kq00.



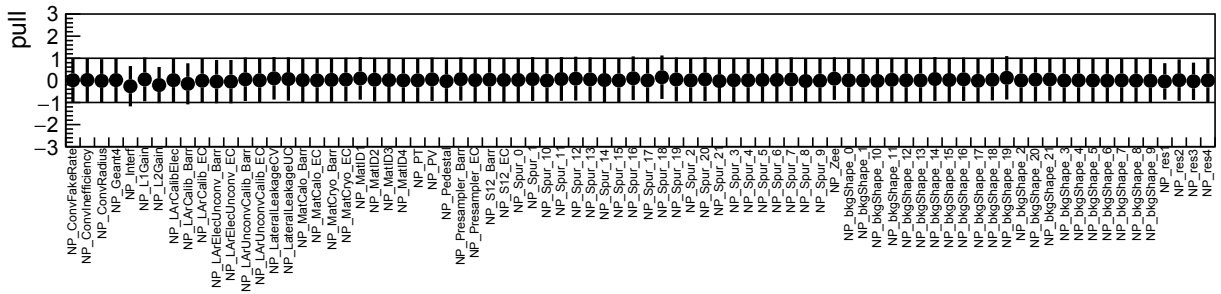
(a) Hipótesis de Higgs ME



(b) Hipótesis de espín 2, UC, sin producción EW



(c) Hipótesis de espín 2, kg05kq10, sin producción EW



(d) Hipótesis de espín 2, kg10kq00, sin producción EW

Figura 6.27: Valores post-ajuste de los *pulls* de los NPs restringidos, para la hipótesis de Higgs ME (arriba) e hipótesis de espín 2, en cada escenario sin producción EW (abajo).

| Categoría | Constante para $Z \rightarrow e^+e^-$ | Resolución de muestreo | <i>Upstream</i> <i>material</i> | Pile up y ruido |
|--------------|--|---------------------------|------------------------------------|--------------------|
| Categoría 1 | 9.378 | 2.456 | 6.054 | 0.938 |
| Categoría 2 | 8.859 | 2.356 | 5.516 | 0.918 |
| Categoría 3 | 9.137 | 2.521 | 5.700 | 0.909 |
| Categoría 4 | 8.927 | 2.095 | 5.575 | 0.773 |
| Categoría 5 | 8.652 | 1.785 | 5.596 | 0.808 |
| Categoría 6 | 8.586 | 1.382 | 5.305 | 0.667 |
| Categoría 7 | 8.837 | 1.087 | 5.076 | 0.627 |
| Categoría 8 | 8.788 | 0.428 | 5.991 | 0.425 |
| Categoría 9 | 9.334 | 1.345 | 5.663 | 0.745 |
| Categoría 10 | 14.31 | 2.536 | 9.568 | 1.666 |
| Categoría 11 | 10.96 | 4.189 | 7.014 | 1.105 |

Tabla 6.12: Incerteza sistemática porcentual para la resolución de la masa para datos de 8 TeV.

| hipótesis de espín | condiciones de ajuste | m_X | $\mu^7 \text{ TeV}$ | $\mu^8 \text{ TeV}$ | f_{EW} |
|---------------------------------|--|--------|---------------------|---------------------|-----------------|
| ME Higgs | libre m_X | 125.90 | 1.05 | 1.49 | — |
| | $m_X = 125.4 \text{ GeV}$ (*) | — | 1.33 | 1.44 | — |
| espín 2, $\kappa_q = \kappa_g$ | libre m_X , $f_{EW} = 0$ | 125.76 | 1.21 | 1.57 | — |
| | $m_X = 125.4 \text{ GeV}$, $f_{EW} = 0$ (*) | — | 1.42 | 1.53 | — |
| | $m_X = 125.4 \text{ GeV}$, libre f_{EW} (†) | — | 1.22 | 1.44 | 0.13 ± 0.11 |
| espín 2, $\kappa_q = 0$ | $m_X = 125.4 \text{ GeV}$, $f_{EW} = 0$ (*) | — | 0.18 | 0.50 | — |
| | $m_X = 125.4 \text{ GeV}$, libre f_{EW} (†) | — | 0.21 | 0.64 | 2.1 ± 1.0 |
| espín-2, $\kappa_q = 2\kappa_g$ | $m_X = 125.4 \text{ GeV}$, $f_{EW} = 0$ (*) | — | 0.30 | 0.60 | — |
| | $m_X = 125.4 \text{ GeV}$, libre f_{EW} (†) | — | 0.24 | 0.59 | 0.5 ± 1.4 |
| ninguna (fit inclusivo) | libre m_X | 125.64 | 1.33 | 1.43 | |
| | $m_X = 125.4 \text{ GeV}$ | — | 1.56 | 1.38 | |

Tabla 6.13: Resultado del ajuste con datos recolectados a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ y $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, bajo diferentes condiciones. Los casos marcados con (*) son con $m_X = 125.4 \text{ GeV}$ fijo y sin producción EW. Los casos marcados con (†) son con m_X fijo pero f_{EW} libre, usado en el análisis a modo de cross-check para probar la sensibilidad a la producción EW. Los otros casos no son utilizados en este análisis. Los valores de m_X , $\mu^7 \text{ TeV}$, $\mu^8 \text{ TeV}$ son siempre tratados como NPs — o fijados en algunos casos para m_X — por ende se muestran sin ninguna incerteza. f_{EW} está dado con su incerteza.

señal $n_S^{[c]}$ en cada categoría y comparándolo con las fracciones de señal esperadas $\Phi_J^{[c]}$ para cada una de las hipótesis J . El número de eventos de señal se extrae ajustando la pdf extendida $n_S^{[c]} f_S^{[c]}(m_{\gamma\gamma}) + n_B^{[c]} f_B^{[c]}(m_{\gamma\gamma})$ a los datos en cada categoría. Esto se hace para ambos valores de

corte de $p_T^{\gamma\gamma}$: para $p_T^{\gamma\gamma} < 300$ GeV se usan las 11 categorías, mientras que para $p_T^{\gamma\gamma} < 125$ GeV se elimina la categoría de alto p_T . Los resultados se pueden observar en la Figura 6.28.

En el análisis con $p_T^{\gamma\gamma} < 300$ GeV, la categoría de alto p_T provee claramente una fuerte discriminación contra los modelos no UC de espín 2. Para el caso UC, no hay un patrón claro que pueda favorecer un modelo con respecto a otro debido a las fluctuaciones de los datos y las incertezas. Del análisis con $p_T^{\gamma\gamma} < 125$ GeV no es evidente tampoco una gran separación. Es más, los casos en que $\kappa_q = \kappa_g$ y $\kappa_q = 0$ parecen ser bastante similares, mientras que cuando $\kappa_q = 2\kappa_g$, resulta aún más difícil separar de la hipótesis de Higgs de ME.

6.8. Análisis estadístico

En esta sección se describen las herramientas para discriminar las dos hipótesis de espín. Para poder afirmar si los datos son consistentes con una partícula de espín 0 o a una de espín 2, no existe otra forma de hacerlo más que la de realizar un análisis estadístico que será explicado a continuación.

6.8.1. Estadístico de prueba (Test-statistic)

Para discriminar entre modelos de hipótesis del Modelos Estándar $J^P = 0^+$ y uno alternativo, $J_{\text{Alt.}}^P$, se construye un test de *likelihood ratio* q :

$$q = \ln \frac{\mathcal{L}(J^P = 0^+, \hat{\mu}_{0^+}, \hat{\theta}_{0^+})}{\mathcal{L}(J_{\text{Alt.}}^P, \hat{\mu}_{\text{Alt.}}, \hat{\theta}_{\text{Alt.}})} \quad (6.13)$$

En esta ecuación, \mathcal{L} es el estimador de máximo likelihood, evaluado bajo la hipótesis $J^P = 0^+$ en el numerador y con la hipótesis $J^P = 2^+$ en el denominador. $\hat{\mu}$ es el valor del máximo likelihood para μ y representa el valor perfilado (ajustado) de la intensidad de la señal para una hipótesis dada, mientras que $\hat{\theta}$ es el valor del máximo likelihood condicional para θ y representa los valores perfilados de los NPs bajo la condición de la hipótesis de señal dada.

De esta ecuación queda claro que $q > 0$ significa que el estimador de likelihood máximo para $J^P = 0^+$ es mayor que el estimador del máximo likelihood para $J_{\text{Alt.}}^P$. Esto implicaría que los datos ajustados favorecen la hipótesis del Modelo Estándar. Del mismo modo, $q < 0$ implicaría que los datos favorecen la hipótesis alternativa, ya que el estimador de máximo likelihood para $J_{\text{Alt.}}^P$ es mayor que para $J^P = 0^+$.

6.8.2. Pseudo-experimentos

Para traducir el valor observado de q en un nivel de confianza (de ahora en más *confidence level* CL), las pdfs de q para cualquiera de las hipótesis de espín, $\text{pdf}(q|0^+)$ y $\text{pdf}(q|\text{Alt.})$ deben ser conocidas. Estas pdfs se obtienen generando pseudo-experimentos de señal más fondo, donde

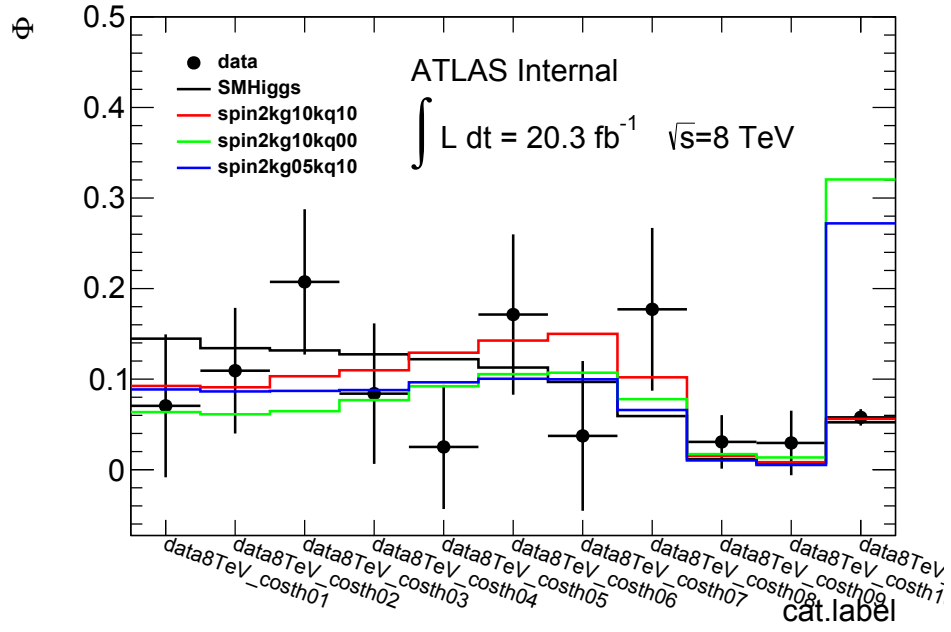
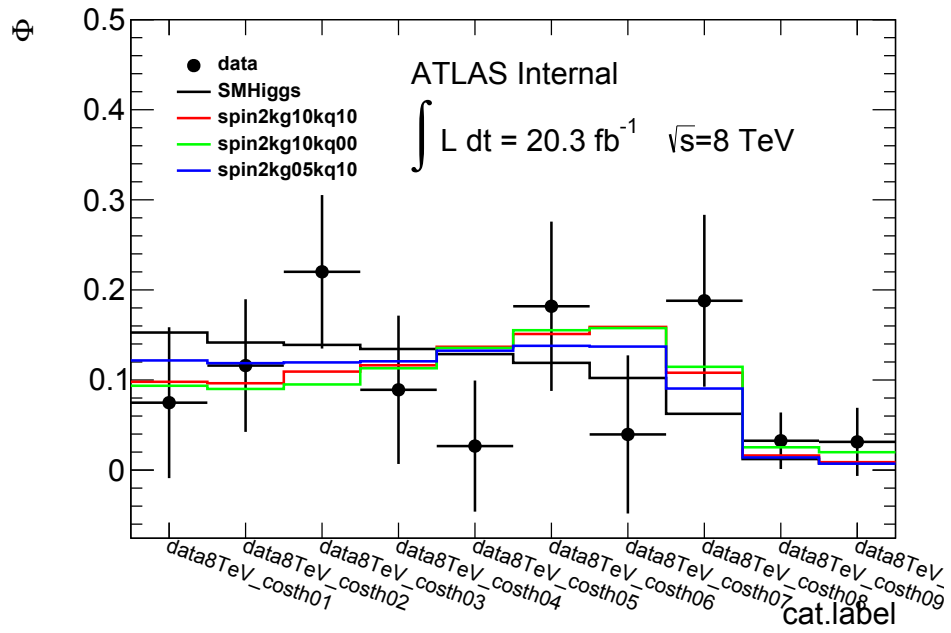
(a) $p_T^{\gamma\gamma} < 300 \text{ GeV}$ — 11 categorías(b) $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$ — 10 categorías

Figura 6.28: Fracción del número de eventos de señal $\Phi^{[c]}$ extraído de los datos (puntos sólidos) y comparados con las diferentes hipótesis de espín (histogramas coloreados). Los gráficos son para $p_T^{\gamma\gamma} < 300 \text{ GeV}$ y $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$.

los observables son generados de acuerdo con el modelo de likelihood ajustado de los datos, bajo las dos hipótesis 0^+ y la alternativa. El estadístico de prueba q se calcula para cada pseudo-experimento. Esto permite hacer un muestreo de las pdfs de los q para todas las hipótesis de espín.

En la generación, todos los parámetros libres no restringidos, como pueden ser los parámetros del fondo $n_B^{[c]}$, $\alpha_i^{[c]}$ y el número de eventos de señal n_S se fijan a sus valores perfilados, obtenidos del ajuste a los datos. En particular, $n_S = \mu \cdot n_{SM}^{th}$ y la intensidad de señal μ se fijan a sus valores ajustados $\hat{\mu}$. Esto significa que los pseudo-experimentos tendrán distintos números de eventos para las diferentes hipótesis de espín.

Los números de eventos de señal y fondo en cada categoría son generados a partir de distribuciones Poissonianas con promedios $n_S \Phi_J^{[c]}$ y $n_B^{[c]}$ respectivamente. La masa invariante $m_{\gamma\gamma}$ para cada evento es generada muestreando $f_S^{[c]}(m_{\gamma\gamma})$ y $f_B^{[c]}(m_{\gamma\gamma})$, respectivamente.

La restricción en los NPs, como se mencionó con anterioridad, se realiza agregando a la función de likelihood un factor con la productoria de gaussianas de ancho 1 y media 0. [68].

6.8.3. Exclusión CL

Las distribuciones de los estadísticos de prueba q para cada conjunto de pseudo-experimentos son integradas para obtener el valor p de la hipótesis correspondiente.

$$p_0(J_{Alt.}^P) = \int_{q^{obs}}^{\infty} dq \text{pdf}(q|Alt.)$$

$$p_0(J^P = 0^+) = \int_{-\infty}^{q^{obs}} dq \text{pdf}(q|0^+)$$

En estas ecuaciones, q^{obs} representa el valor *medido* del estadístico de prueba de los datos perfilados. Los límites de integración utilizados para calcular cada valor p están implicados por la construcción del estadístico de prueba q en la Sección 6.8.1.

Se calcula un límite de confianza de exclusión (CL) usando el cociente de los valores p de las dos hipótesis:

$$CL(J_{Alt.}^P = 2^+) = 1 - CL_S(J_{Alt.}^P = 2^+) = 1 - \frac{p_0(J_{Alt.}^P)}{1 - p_0(J^P = 0^+)}.$$

Usando los valores de CL o CL_S [69], cualquiera de las dos hipótesis J^P pueden ser comparadas, y puede determinarse la exclusión de cada una con respecto a la otra. Es importante notar que la exclusión no es absoluta, sino que es *relativa* a una hipótesis alternativa.

6.9. Resultados

El estadístico de prueba utilizado para discriminar la hipótesis de Higgs del ME de la alternativa es el cociente de los likelihoods definido en la Ecuación 6.13 en la Sección 6.8.1. Tanto $\mathcal{L}(J^P = 0^+, \hat{\mu}_{0+}, \hat{\theta}_{0+})$ como $\mathcal{L}(J^P = 2^+, \hat{\mu}_{2+}, \hat{\theta}_{2+})$ son ajustadas a los datos (q_{obs}), para un valor fijo de la masa de la resonancia, $m_H = m_X = 125.4$ GeV. Las intensidades de la señal μ^7 TeV, μ^8 TeV son ajustadas independientemente para cada una de las hipótesis de espín. El valor de q_{obs} que resulta es entonces traducido a un valor- p para ambas hipótesis de espín 0 y 2, usando la distribución para el likelihood ratio derivada de los pseudo-experimentos (q).

Este procedimiento se repite bajo diferentes condiciones, como se introdujo anteriormente en la Tabla 6.3.

6.9.1. Resultados usando el corte $p_T^{\gamma\gamma} < 300$ GeV

Los tres conjuntos de acoplamientos QCD fueron probados con los datos, utilizando un valor de corte $p_T^{\gamma\gamma} < 300$ GeV, y suponiendo nula la producción EW. Los resultados se muestran en la Figura 6.29. Para estudiar el posible impacto de la presencia de producción EW, se repitió el análisis dejando libre el parámetro f_{EW} en el ajuste, y generando pseudo-experimentos con los valores de f_{EW} obtenidos del ajuste a los datos.

Las sensibilidades esperadas calculadas con las medianas que se resumen en la Tabla 6.14 fueron extraídas del siguiente modo. Si la hipótesis verdadera fuera la de espín 0, el valor esperado a partir de la mediana para q es q_{spin0}^{med} (línea punteada roja en las figuras). El valor- p correspondiente se calcula integrando la cola positiva de la pdf($q|spin-2$) y obteniendo $p_0(q_{spin0}^{med}|spin-2)$. Del mismo modo, si se considera la hipótesis de espín 2, el valor esperado a partir de la mediana para q es q_{spin2}^{med} (línea punteada azul en las figuras), y el valor- p correspondiente se calcula integrando la cola negativa de la pdf($q|spin-0$) obteniendo así, $p_0(q_{spin2}^{med}|spin-0)$.

Los valores p observados se calculan de la misma forma, pero usando el valor del test estadístico q^{obs} obtenido del ajuste a los datos. Los resultados se encuentran resumidos en la Tabla 6.15.

La comparación entre las hipótesis del Higgs del ME y la de acoplamientos universales para espín 2 tiene una separación esperada de $p_0^{exp} = 0.07$, correspondiente a $\sim 1.5\sigma$. Los datos observados dan un valor q^{obs} intermedio entre las dos hipótesis, favoreciendo levemente a la hipótesis de espín 2, aunque esto no resulta estadísticamente significativo. Los valores p correspondientes para las dos hipótesis son $p_0(q^{obs}|spin-0) = 0.14$ y $p_0(q^{obs}|spin-2) = 0.34$. El límite de confianza relativo al espín 2 es $CL_S = 39\%$.

En el caso de los escenarios con acoplamientos no universales, las separaciones esperadas son $p_0^{exp} \leq 0.0005$, correspondientes a $\sim 3.3\sigma$ o más. Los datos observados favorecen claramente a la hipótesis de espín 0 (ME) mientras que la hipótesis de espín 2 con acoplamientos no universales resulta excluida con un límite de confianza $CL_S = 0.1\%$ para $\kappa_q = 0$, y $CL_S = 0.3\%$ para

$\kappa_q = 2\kappa_g$.

A modo de *cross-check*, se repitió el análisis permitiendo también que exista una cantidad libre de producción EW. El cambio resulta pequeño, mostrando que la dependencia con la producción electrodébil es muy chico.

| modelo de espín 2 | | exclusión esperada de espín 0 | | exclusión esperada de espín 2 | |
|-------------------|------------------------|--------------------------------------|-----------------|--------------------------------------|-----------------|
| | | $p_0(q_{spin2}^{med} \text{spin-0})$ | σ -units | $p_0(q_{spin0}^{med} \text{spin-2})$ | σ -units |
| $f_{EW} = 0$ | $\kappa_q = \kappa_g$ | 0.070 | 1.48σ | 0.072 | 1.46σ |
| | $\kappa_q = 0$ | 0.0002 | 3.54σ | 0.0003 | 3.43σ |
| | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | 0.0005 | 3.29σ | 0.0002 | 3.54σ |
| free f_{EW} | $\kappa_q = \kappa_g$ | 0.079 | 1.41σ | 0.068 | 1.49σ |
| | $\kappa_q = 0$ | 0.0009 | 3.12σ | 0.0003 | 3.43σ |
| | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | 0.0004 | 3.35σ | 0.0001 | 3.72σ |

Tabla 6.14: Resumen de los valores p esperados a partir de la mediana para las hipótesis de espín 0 y 2, bajo diferentes escenarios de espín 2 y para un corte en $p_T^{\gamma\gamma} < 300 \text{ GeV}$.

| modelo de espín 2 | | $p_0(q^{obs} \text{spin-0})$ | $p_0(q^{obs} \text{spin-2})$ | $CL_s[\text{spin-2}]$ |
|-------------------|------------------------|------------------------------|------------------------------|-----------------------|
| $f_{EW} = 0$ | $\kappa_q = \kappa_g$ | 0.14 | 0.34 | 0.39 |
| | $\kappa_q = 0$ | 0.16 | 0.0010 | 0.0012 |
| | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | 0.17 | 0.0022 | 0.0027 |
| free f_{EW} | $\kappa_q = \kappa_g$ | 0.14 | 0.35 | 0.41 |
| | $\kappa_q = 0$ | 0.27 | 0.0031 | 0.0042 |
| | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | 0.20 | 0.0013 | 0.0016 |

Tabla 6.15: Resumen de los valores p observados para las hipótesis de espín 0 y 2, y CL_s para la hipótesis de espín 2, bajo diferentes escenarios de espín 2, y para un corte $p_T^{\gamma\gamma} < 300 \text{ GeV}$.

6.9.2. Resultados usando el corte $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$

Como se mencionó anteriormente, la exclusión de los escenarios con acoplamientos no universales se debe principalmente a la forma distintiva de la distribución de $p_T^{\gamma\gamma}$ para valores grandes de esta variable presente en tales modelos. El corte en $p_T^{\gamma\gamma} < 300 \text{ GeV}$ es razonable pero en cierto modo arbitrario. El valor más conservativo para seleccionar el valor de corte resulta ser la masa de la resonancia, y por ende se repitió el análisis usando $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$. Claramente, la categoría 11 se excluye. En este contexto, se prueba el único caso de producción QCD pura ($f_{EW} = 0$).

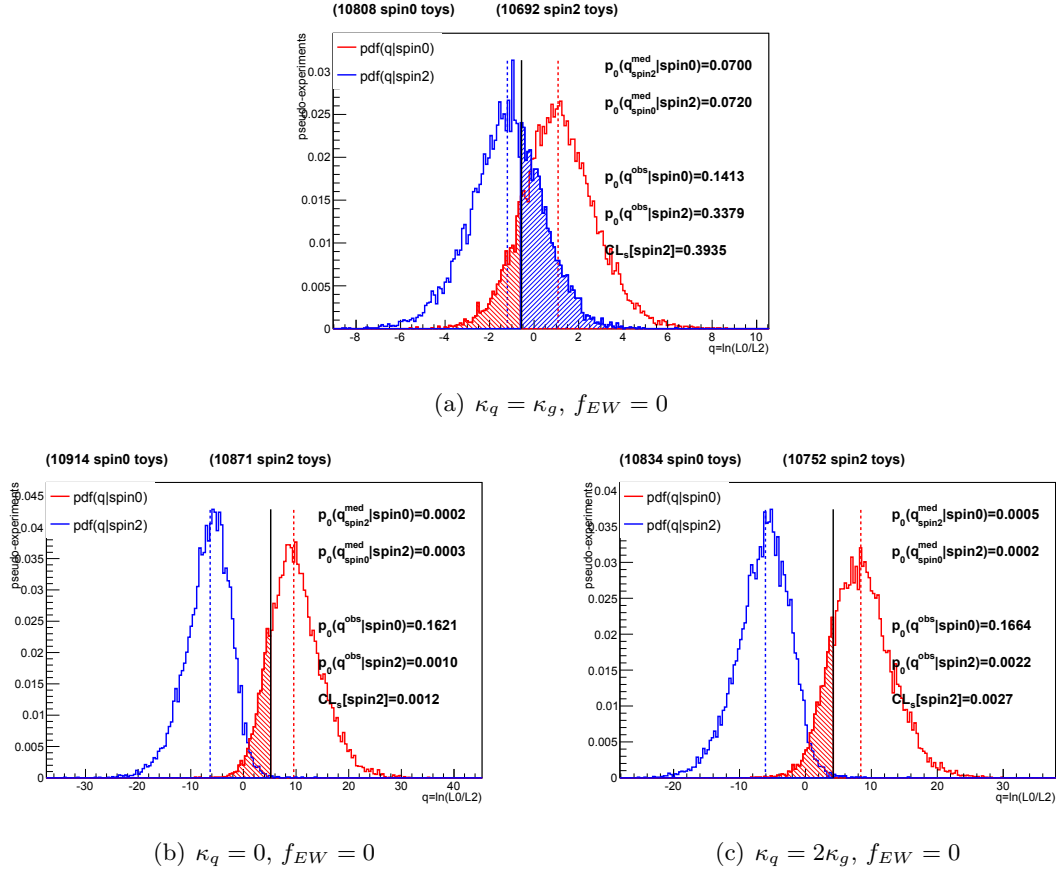


Figura 6.29: Distribuciones de los estadísticos de prueba q , para el bosón de Higgs del ME (rojo) y una partícula de espín 2 (azul), obtenidos a partir de pseudo-experimentos, para la producción QCD, sin producción EW, aplicando el corte $p_T^{\gamma\gamma} < 300 \text{ GeV}$. Las líneas punteadas verticales muestran los valores de las medianas de las dos distribuciones. La línea sólida negra muestra el valor q observado. Las dos regiones sombreadas muestran los correspondientes valores p para cada hipótesis de espín.

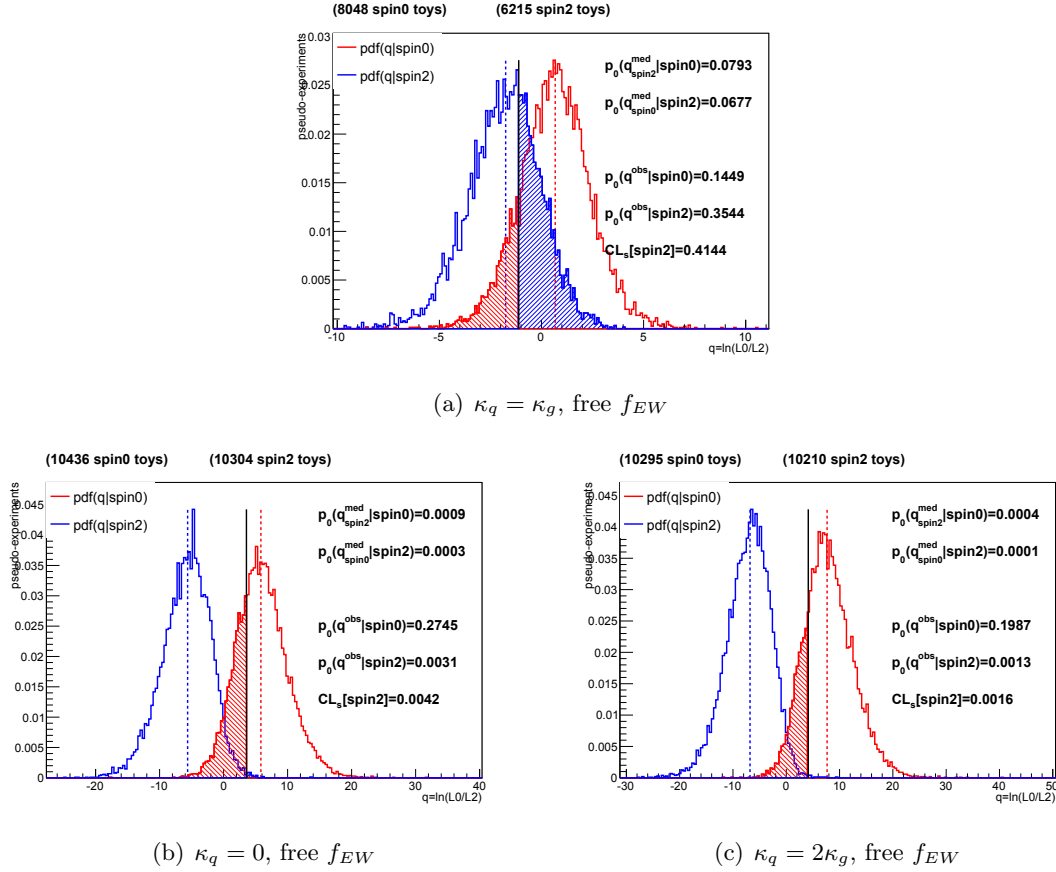


Figura 6.30: Distribuciones del estadístico de prueba q , para el bosón de Higgs (rojo) y una partícula de espín 2 (azul), obtenidas a partir de pseudo-experimentos, para la producción QCD, con una cantidad de producción EW ajustada a los datos, aplicando el corte $p_T^{\gamma\gamma} < 300 \text{ GeV}$. Las líneas punteadas verticales muestran los valores de las medianas de las distribuciones. La línea sólida negra muestra el valor q observado. Las dos regiones sombreadas muestran los correspondientes valores p para cada hipótesis de espín.

Los resultados se muestran en la Figura 6.31 y se encuentran resumidos en las Tablas 6.16 y 6.17, respectivamente para la separación respecto de la mediana esperada y la separación observada. Los resultados no cambian significativamente para el escenario de acoplamientos universales UC, pero resultan muy pobres para los casos no UC, donde los valores altos de p_T proveían la mejor discriminación. En este contexto, no se puede excluir ninguno de los escenarios de espín 2.

| modelo de espín-2 | | exclusión esperada de espín-0 | | exclusión esperada de espín-2 | |
|-------------------|------------------------|--------------------------------------|-----------------|--------------------------------------|-----------------|
| | | $p_0(q_{spin2}^{med} \text{spin-0})$ | σ -units | $p_0(q_{spin0}^{med} \text{spin-2})$ | σ -units |
| $f_{EW} = 0$ | $\kappa_q = \kappa_g$ | 0.09 | 1.34σ | 0.09 | 1.34σ |
| | $\kappa_q = 0$ | 0.06 | 1.55σ | 0.05 | 1.64σ |
| | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | 0.23 | 0.74σ | 0.23 | 0.74σ |

Tabla 6.16: Resumen de los valores p esperados calculados a partir de las medianas para las hipótesis de espín 0 y 2, bajo diferentes escenarios de espín 2, y con corte de $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$.

| modelo de espín-2 | | $p_0(q^{obs} \text{spin-0})$ | $p_0(q^{obs} \text{spin-2})$ | $CL_S[\text{spin-2}]$ |
|-------------------|------------------------|------------------------------|------------------------------|-----------------------|
| $f_{EW} = 0$ | $\kappa_q = \kappa_g$ | 0.19 | 0.31 | 0.38 |
| | $\kappa_q = 0$ | 0.23 | 0.19 | 0.25 |
| | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | 0.21 | 0.54 | 0.67 |

Tabla 6.17: Resumen de los valores p observados para las hipótesis de espín 0 y 2, y CL_S para las hipótesis de espín 2, bajo diferentes escenarios de espín 2, y con corte de $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$.

6.9.3. Resultados usando sólo la región $\cos(\theta^*) < 0.7$

A modo de *cross-check* final, el análisis fue repetido utilizando sólo eventos que satisfagan los cortes $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$ y $\cos(\theta^*) < 0.7$. Esta elección permite tener la menor sensibilidad al modelado de p_T^X , y concentrándose en la dependencia angular corresponde prácticamente a usar sólo las categorías C1– C7.

Los resultados se muestran en la Figura 6.32 y se resumen en las Tablas 6.18 y 6.19, respectivamente para la separación esperada calculada a partir de la mediana y la separación observada. El poder de separación esperado decrece, y es previsible que la observación sea compatible con todas las hipótesis testeadas, no pudiendo excluir ningún modelo.

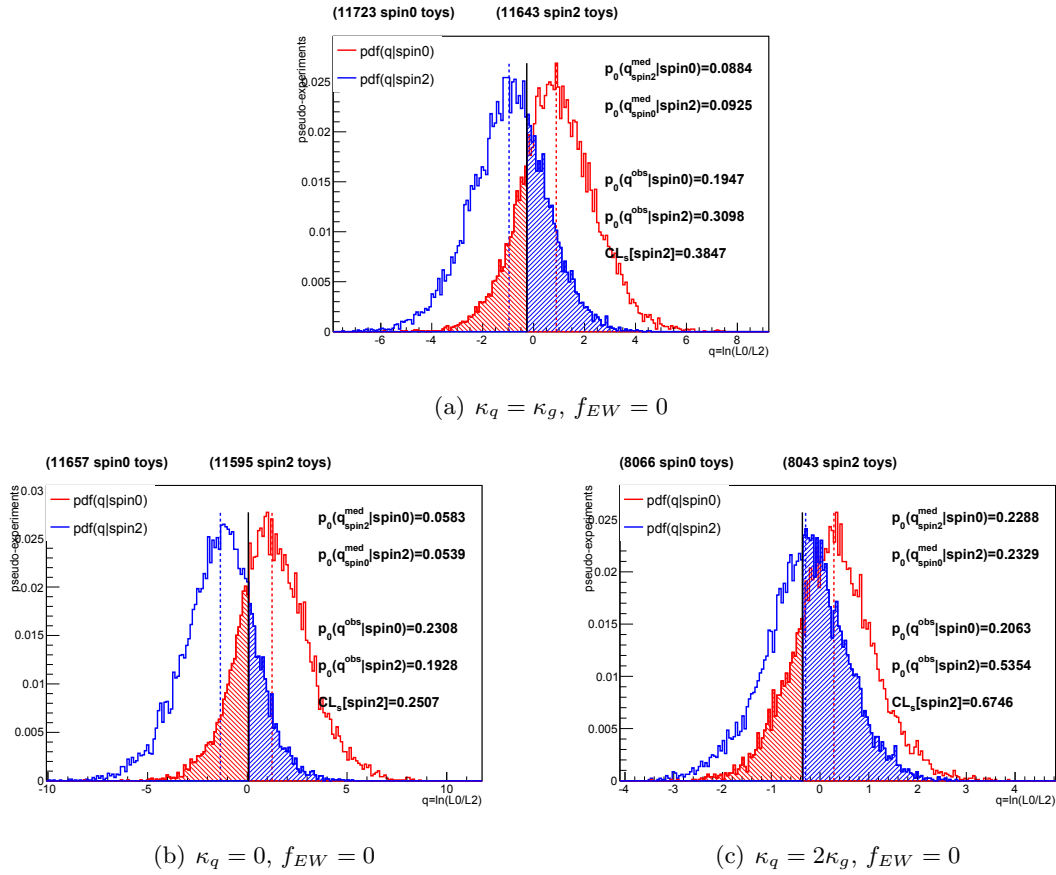


Figura 6.31: Distribuciones del estadístico de prueba q , para el bosón de Higgs del ME (rojo) y una partícula de espín 2 (azul), obtenido a partir de pseudo-experimento, para producción QCD, sin producción EW, aplicando el corte $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$. Las líneas punteadas verticales muestran los valores de las medianas para las dos distribuciones. La línea sólida negra muestra el valor q observado. Las dos regiones sombreadas muestran los correspondientes valores p para ambas hipótesis de espín.

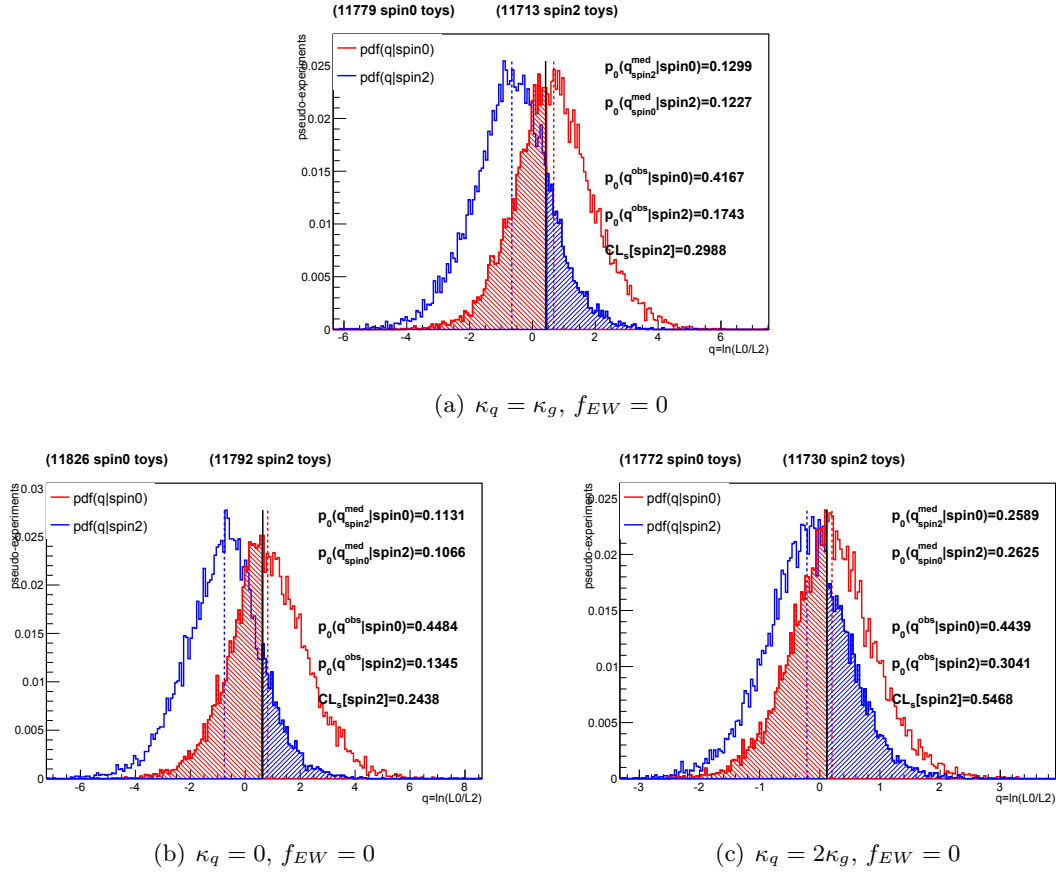


Figura 6.32: Distribuciones de los estadísticos de prueba q para el bosón de Higgs del ME (rojo) y una partícula de espín dos (azul), obtenidos a partir de pseudo-experimentos, para producción QCD, y sin producción EW, aplicando los cortes $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$ y $\cos(\theta^*) < 0.7$. Las líneas punteadas verticales muestran los valores de las medianas para ambas distribuciones. La línea sólida negra muestra el valor q observado. Las dos regiones sombreadas muestran los correspondientes valores p para ambas hipótesis de espín.

| modelo de espín-2 | | exclusión esperada de espín-0 | | exclusión esperada de espín-2 | |
|-------------------|------------------------|--------------------------------------|-----------------|--------------------------------------|-----------------|
| | | $p_0(q_{spin2}^{med} \text{spin-0})$ | σ -units | $p_0(q_{spin0}^{med} \text{spin-2})$ | σ -units |
| $f_{EW} = 0$ | $\kappa_q = \kappa_g$ | 0.13 | 1.13σ | 0.12 | 1.17σ |
| | $\kappa_q = 0$ | 0.11 | 1.23σ | 0.11 | 1.23σ |
| | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | 0.26 | 0.64σ | 0.26 | 0.64σ |

Tabla 6.18: Resumen de los valores p esperados para las hipótesis de espín 0 y 2, bajo diferentes escenarios de espín 2. Se considera $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$ y $\cos(\theta^*) < 0.7$.

| modelo de espín-2 | | $p_0(q^{obs} \text{spin-0})$ | $p_0(q^{obs} \text{spin-2})$ | $CL_S[\text{spin-2}]$ |
|-------------------|------------------------|------------------------------|------------------------------|-----------------------|
| $f_{EW} = 0$ | $\kappa_q = \kappa_g$ | 0.42 | 0.17 | 0.30 |
| | $\kappa_q = 0$ | 0.45 | 0.13 | 0.24 |
| | $\kappa_q = 2\kappa_g$ | 0.44 | 0.30 | 0.55 |

Tabla 6.19: Resumen de los valores p observado para las hipótesis de espín 0 y 2, bajo diferentes escenarios de espín 2. Se considera $p_T^{\gamma\gamma} < 125 \text{ GeV}$ y $\cos(\theta^*) < 0.7$.

6.10. Estudio de factibilidad para la medición de las propiedades CP del bosón de Higgs

Una vez finalizado el *Run-I*, y con resultados indicando que la partícula encontrada en 2012 era un bosón escalar $J^P = 0^+$ compatible con el Higgs predicho por el Modelo Estándar, se realizó un estudio de factibilidad de obtener información sobre sus propiedades CP (conjugación de carga-paridad) utilizando sólo el canal difotónico con la proyección de luminosidad de 10 fb^{-1} que serían recolectados, en principio, durante la primera parte del *Run-II*, y con otro valor mayor de 50 fb^{-1} esperado para 2017. Se encontró que esa cantidad de datos no serían aún suficientes para poder discriminar sólo con el canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ entre posibles hipótesis de estados de CP-par, CP-impar o mezclas de ambos, pero las perspectivas son auspiciosas una vez que termine el *Run-II*.

6.10.1. Motivación

Si bien los estudios realizados en el LHC se han focalizado en la intensidad de los acoplamientos del bosón de Higgs [70] es importante investigar la estructura y propiedades de tales interacciones. Estudios fenomenológicos al respecto pueden enmarcarse en [71]

Una de las preguntas fundamentales es si el acoplamiento Higgs-top-quark viola CP, es decir, si el Higgs se acopla tanto a densidades fermiónicas escalares como pseudoescalares. En este contexto, resulta importante destacar que hasta ahora todos los resultados experimentales

de las propiedades CP del Higgs[53, 72] fueron obtenidas para el canal $H \rightarrow VV \rightarrow 4\ell$ y por ende sólo restringe a las interacciones HVV.

Los diferentes acoplamientos, ya sean escalares, pseudoescalares o mezclas, pueden tener un impacto en las tasas de producción, y pueden incluso limitarse mediante medidas indirectas. Sin embargo, sólo algunos observables específicamente diseñados pueden proveer evidencia directa sobre los efectos de violación de CP en los colisionadores de hadrones. Cabe destacarse que se necesitan al menos dos jets extra en el estado final para poder construir observables sensibles a CP. Estos pueden testear la interacción del Higgs con el quark top a través de fusión de gluones como en la fusión de bosones vectoriales.

Para poder probar las diferentes hipótesis para el sector de Higgs, el enfoque basado en una teoría efectiva (EFT) resulta particularmente apropiado, dado que los datos experimentales actuales no muestran ningún indicio de nueva física. En este enfoque, no se necesita introducir ninguna partícula ni simetría extra más allá de las presentes en el Modelo Estándar. Esto resulta ventajoso ya que reduce el número de parámetros e interacciones en comparación con otros enfoques que incluyen todas las posibles interacciones permitidas por la simetría de Lorentz, sin perder la capacidad de describir los efectos de cualquier nueva física a la que no sea posible acceder con las energías actuales, siempre de forma independiente del modelo. Además el enfoque EFT puede mejorarse sistemáticamente mediante la inclusión de operadores de mayor dimensión en el lagrangiano por un lado (que se encuentran suprimidos a órdenes mayores de la escala en la que aparece la nueva física), y correcciones perturbativas de mayor orden por otro lado.

6.10.2. Lagrangiano efectivo y escenarios

El modelo utilizado por MadGraph5 en la generación de eventos es el mismo que el que se usó para generar una señal de espín 2 en el análisis previamente introducido, y es el de “*Higgs Characterisation*” [55] (HC). El lagrangiano efectivo consiste del Modelo Estándar (excepto por el término de Higgs en si mismo), expresado a través de los grados de libertad físicos presentes debajo de la escala EWSB, más un nuevo estado bosónico $X(J^P)$ con espín/paridad posible $J^P = 0^+, 0^-, 1^+, 1^-, \text{ ó } 2^+$, una masa de 125 GeV y suponiendo que ningún otro estado se acopla a tal resonancia por debajo de la escala Λ . El principio que se sigue es que cualquier nueva física puede describirse predominantemente por los operadores de más baja dimensión. Esto significa, para el caso del espín cero, que se incluyen todos los efectos provenientes del conjunto completo de operadores de dimensión seis con respecto a la simetría de gauge del ME.

El lagrangiano efectivo para la interacción de estados escalares y pseudo-escalares con bosones de gauge masivos es [55]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_0^{Z,W} = & \left[c_\alpha \kappa_{SM} \left[\frac{1}{2} g_{HZZ} Z_\mu Z^\mu + g_{HWW} W_\mu^+ W^{-\mu} \right] \right. \\
& - \frac{1}{4} \frac{1}{\Lambda} \left[c_\alpha \kappa_{HZZ} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AZZ} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right] \\
& - \frac{1}{2} \frac{1}{\Lambda} \left[c_\alpha \kappa_{HWW} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AWW} W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu} \right] \\
& \left. - \frac{1}{\Lambda} c_\alpha \left[\kappa_{H\partial\gamma} Z_\nu \partial_\mu A^{\mu\nu} + \kappa_{H\partial Z} Z_\nu \delta_\mu Z^{\mu\nu} \right. \right. \\
& \left. \left. + (\kappa_{H\partial W} W_\nu^+ \partial_\mu W^{-\mu\nu} + h.c.) \right] \right] X_0
\end{aligned} \tag{6.14}$$

La interacción del Higgs con los quarks top induce acoplamientos efectivos a fotones, gluones y bosones de gauge Z-fotón a través de un loop de quarks top. En el marco propuesto en [55], el lagrangiano efectivo para tales interacciones con bosones vectoriales vía loops resulta:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_0^{loop} = & \left[-\frac{1}{4} \left[c_\alpha \kappa_{H\gamma\gamma} g_{H\gamma\gamma} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{A\gamma\gamma} g_{A\gamma\gamma} A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] \right. \\
& - \frac{1}{2} \left[c_\alpha \kappa_{HZ\gamma} g_{HZ\gamma} Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AZ\gamma} Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] \\
& \left. - \frac{1}{4} \left[c_\alpha \kappa_{Hgg} g_{Hgg} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{Agg} g_{Agg} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu} \right] \right] X_0
\end{aligned} \tag{6.15}$$

La elección de parámetros para reproducir las diferentes configuraciones se resumen en las Tablas 6.20 y 6.21. El estado 0^+ corresponde al ME, 0^- corresponde a un estado puro pseudo-escalar y 0^\pm describe un estado CP mezcla, donde el bosón de espín 0 es un estado escalar/pseudo-escalar en iguales proporciones. Cabe mencionar que si bien estudios previos [73, 74] permiten excluir un estado pseudo-escalar $J^P = 0^-$, los resultados no implican que la resonancia descubierta sea CP-par ($J^P = 0^+$), ya que podría existir una componente pseudo-escalar que no ha sido aún detectado. Una mezcla CP para el bosón de Higgs implicaría nueva física, es decir, una violación de CP no estándar.

| escenarios para VBF | elección de parámetros HC |
|---------------------|--|
| $0^+(SM)$ | $\kappa_{SM} = 1$ ($\cos(\alpha) = 1$) |
| $0^-(HD)$ | $\kappa_{AZZ,AWW} = 1$ ($\cos(\alpha) = 0$) |
| $0^\pm(HD)$ | $\kappa_{HZZ,HWW,AZZ,AWW} = 1$ ($\cos(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2}}$) |

Tabla 6.20: Configuraciones para los diferentes escenarios en la producción VBF

6.10.3. Método de repesado para las muestras de señal de nueva física

Al ser un análisis de factibilidad, sólo se utilizarán simulaciones Monte Carlo con $\sqrt{s} = 13$ TeV. Para la señal de un bosón de Higgs 0^+ tal como propone el Modelo Estándar, se utilizan

| escenarios para GGF | elección de parámetros HC |
|---------------------|--|
| $0^+(SM)$ | $\kappa_{Hgg} = 1$ ($\cos(\alpha) = 1$) |
| 0^- | $\kappa_{Agg} = 1$ ($\cos(\alpha) = 0$) |
| 0^\pm | $\kappa_{Hgg,Agg} = 1$ ($\cos(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2}}$) |

Tabla 6.21: Configuraciones para los diferentes escenarios en la producción GGF

aquellas generadas con Powheg+Pythia, tanto para la producción vía fusión de gluones como para la VBF.

Para los restantes estados considerados, se generaron muestras a nivel *truth* utilizando el generador MadGraph5 aMC@NLO y luego se ideó una técnica de repesado que se explicará a continuación, para reproducir en estas el efecto del detector.

El primer paso consistió en generar 100 mil eventos para el caso correspondiente al Higgs del Modelo Estándar (0^+).

El siguiente paso se realiza con una opción de MadGraph, con la que se asocia a cada evento del caso ME, un peso correspondiente a un escenario de nueva física dada. Este peso, $W = \frac{M_{new}^2}{M_{SM}^2}$, puede propagarse a través de toda la cadena de simulación evitando tener que realizar la simulación completa en un gran número de muestras. Para cada configuración de nueva física, se fijan los parámetros que se introducen en las Tablas 6.20 y 6.21 para el repesado.

De este modo, se obtiene por un lado la muestra de eventos generados con la configuración del ME y por otro la de nueva física. La Figura 6.33 muestra varias distribuciones y las comparaciones entre los diferentes escenarios CP, para una producción vía VBF. En las distribuciones de p_T de la resonancia $X(J^P)$ y del jet dominante se manifiesta un comportamiento de violación de unitariedad de las interacciones de mayores dimensiones. Para estas mismas, los jets se presentan de forma más central que en el caso del Modelo Estándar. Si bien no hay forma de discriminar entre hipótesis de CP distintas del caso CP-par, las variables de p_T y $\Delta\phi_{jj}$ lucen prometedoras para discriminarlas del caso del Modelo Estándar.

Todas las muestras producidas son a nivel generador, es decir, no tienen los efectos del detector en ellas. Es por esto que se aplicó un nuevo repesado para convertir las muestras de nueva física a nivel generador en muestras reconstruidas de nueva física. Este proceso consiste en elegir la distribución que se desea, y para cada bin calcular el cociente $w_i = \frac{\Delta\phi_{jj,i}^{NF}}{\Delta\phi_{jj,i}^{ME}}$, donde el numerador es el contenido del bin i de la distribución de Nueva Física, y el denominador es el contenido del bin i de la distribución de Modelo Estándar, para el caso de $\Delta\phi_{jj}$. En la Figura 6.34 se muestra la distribución de estos pesos. Finalmente, para obtener las distribuciones *reconstruidas* de nueva física, se crea un nuevo histograma donde el contenido de cada bin es $\text{bin}_i = SM_i^{reco} * w_i$, donde SM_i^{reco} es el contenido del bin i de la distribución reconstruida del Modelo Estándar. Las distribuciones finales reconstruidas de $\Delta\phi_{jj}$ para los diferentes escenarios de CP, pueden verse en la Figura 6.35 (para la producción vía VBF).

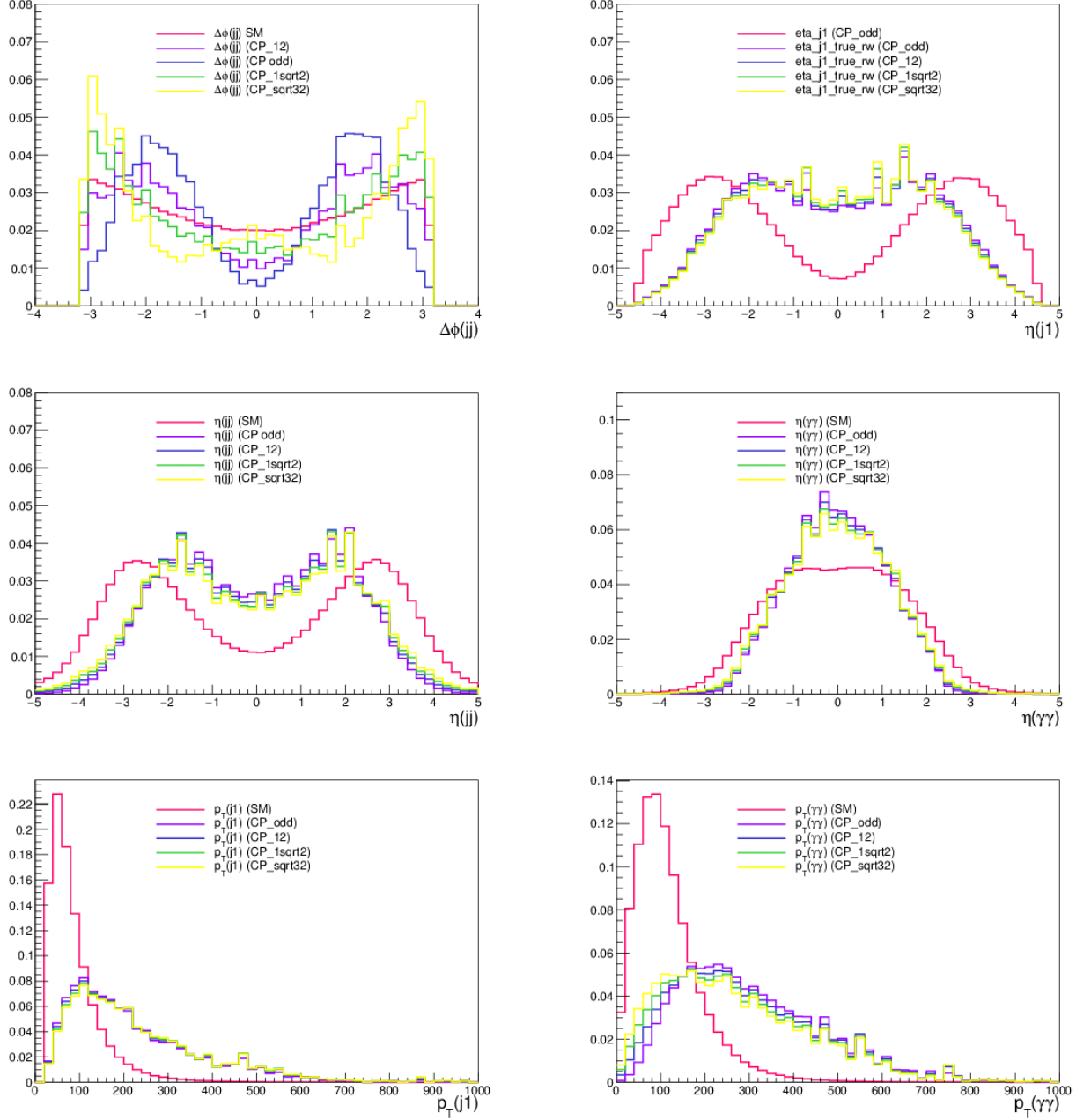


Figura 6.33: Distribuciones cinemáticas y sus comparaciones para las diferentes hipótesis de CP, vía VBF: la línea roja representa el caso del Modelo Estándar, la violeta CP impar y la azul, verde y amarilla, para diferentes mezclas de estado CP-par y CP-impar (con distintos valores de $\cos(\alpha)$).

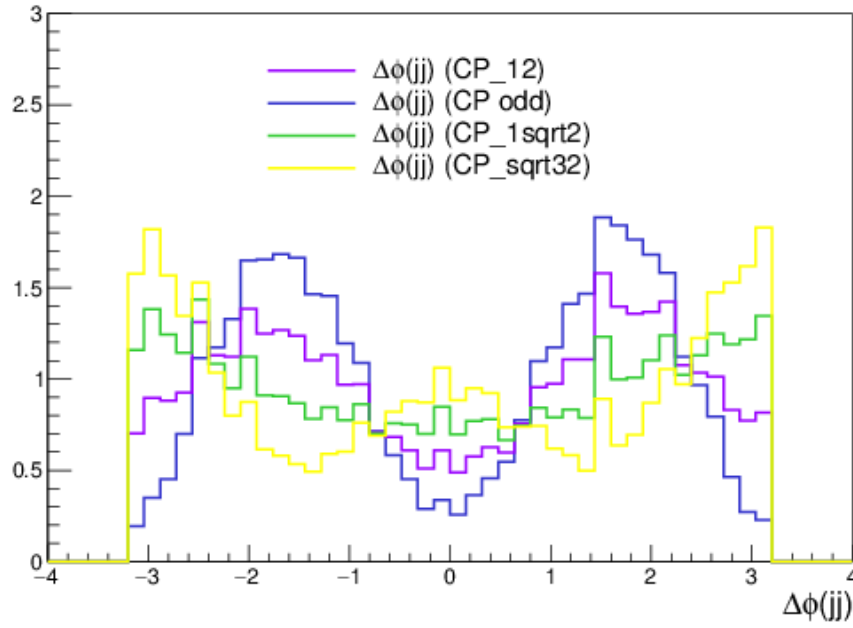


Figura 6.34: Distribución de los pesos $w_i = \frac{\Delta\phi_{jj,i}^{NF}}{\Delta\phi_{jj,i}^{ME}}$ para cada uno de los escenarios de nueva física.

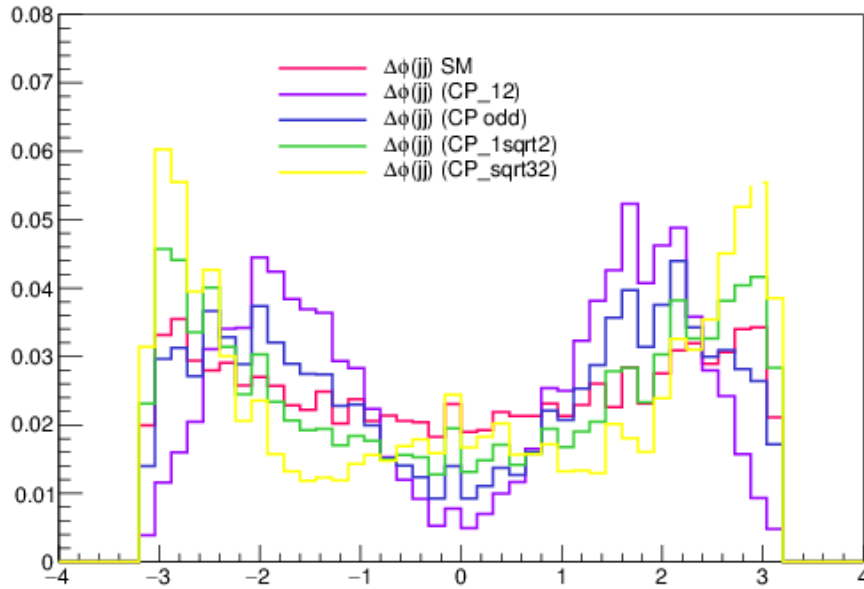


Figura 6.35: Distribuciones de $\Delta\phi_{jj}$ reconstruidas para el caso del Modelo Estándar y las diferentes hipótesis de nueva física (vía VBF).

6.10.4. Significancia esperada

Para realizar este estudio de sensibilidad sólo se utilizará una muestra de fondo de $\gamma\gamma$, es el fondo irreducible dominante.

En primer lugar, se hizo una estimación de la significancia esperada, utilizando aquellos fotones y jets que hayan pasado la preselección descrita en la Sección 5.1. La significancia se obtuvo a partir de la expresión aproximada $n_{sig}/\sqrt{n_{sig} + n_{bkg}}$ donde n_{sig} y n_{bkg} son el número de eventos de señal y fondo respectivamente, que surgen de aplicar los mismos cortes que se utilizaron en el *Run-I*:

- Al menos dos fotones
- $121 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 129 \text{ GeV}$
- Al menos dos jets
- $\Delta\eta_{jj} > 2.8$
- $m_{jj} > 400 \text{ GeV}$
- $\Delta R_{\gamma j}^{min} > 2$
- $\Delta\phi_{\gamma jj} > 2.8$
- $|\eta_{zep}| = \eta_{\gamma\gamma} - \frac{\eta_{j1} + \eta_{j2}}{2} < 2.4$

El resultado tanto para la muestra de fusión de gluones como para la fusión de bosones vectoriales puede observarse en la Tabla 6.22 para una luminosidad integrada de 10 fb^{-1} . De la misma se puede interpretar que para una masa invariante del par de jets por encima de los 400 GeV la significancia para VBF es mucho mayor que la de ggF, como se espera para una selección para eventos de producción VBF.

Tabla 6.22: Significancia $n_{sig}/\sqrt{n_{sig} + n_{bkg}}$ calculada para la selección utilizada en *Run-I*, a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ y con una luminosidad integrada de 10 fb^{-1} , tanto para ggF como para VBF.

| modo de producción | $s = n_{sig}/\sqrt{n_{sig} + n_{bkg}}$ |
|--------------------|--|
| VBF | 1.41 |
| ggF | 0.24 |

Distribuciones para los distintos escenarios en VBF

Utilizando el método de repesado descrito en la Sección 6.10.3, se obtuvieron las distribuciones de $|\Delta\phi_{jj}|$ a nivel detector para los diferentes escenarios de CP vía VBF. En la Figura 6.36 se compara cada una de las distribuciones correspondientes a física nueva con con la correspondiente al Modelo Estándar y al fondo $\gamma\gamma^4$.

⁴Se utiliza $|\Delta\phi_{jj}|$ y no $\Delta\phi_{jj}$ ya que la primera resulta con mayor poder de separación

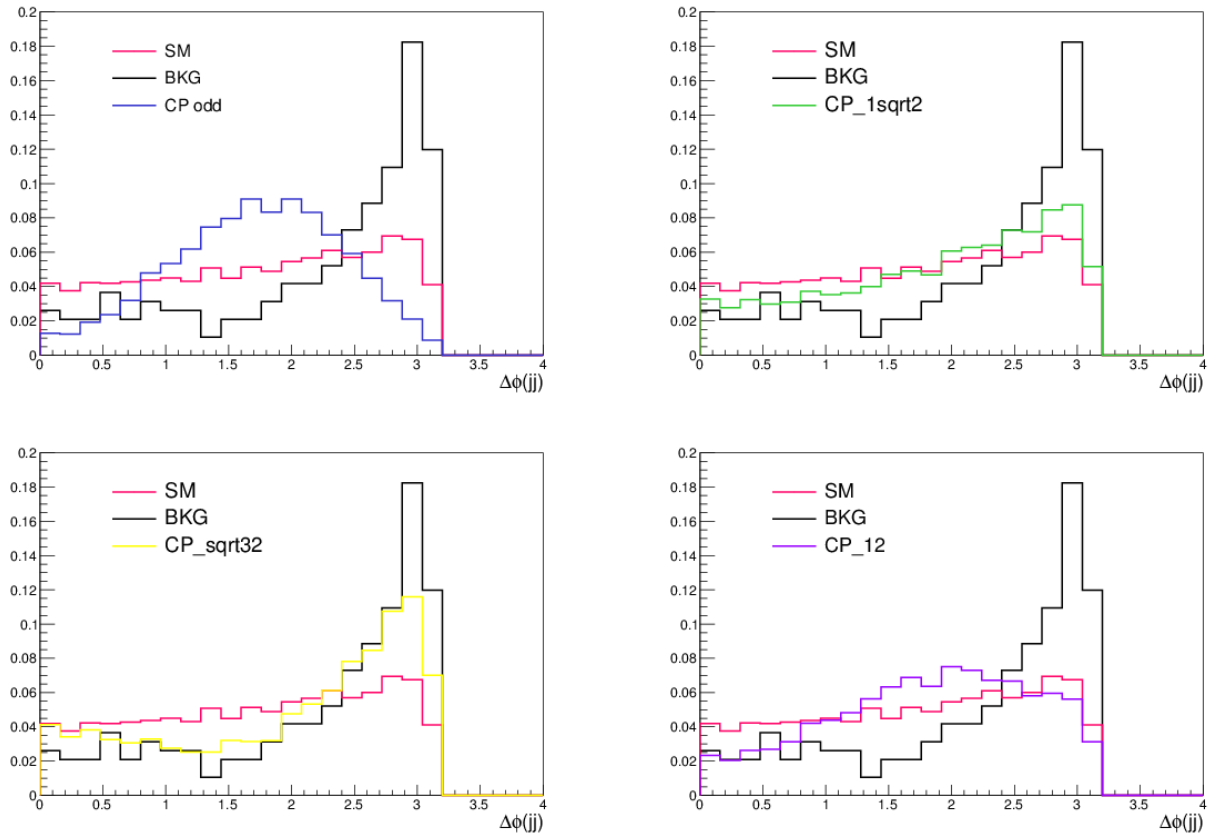


Figura 6.36: Distribuciones de $|\Delta\phi_{jj}|$ para el Modelo Estándar, los diferentes escenarios de CP y el fondo $\gamma\gamma$. El gráfico de arriba a la izquierda es el caso impar, arriba a la derecha es el caso de un pseudoescalar con componente CP-par y CP-impar en igual magnitud, y los dos de abajo son los casos en los que la composición par es mayor(menor) que la impar.

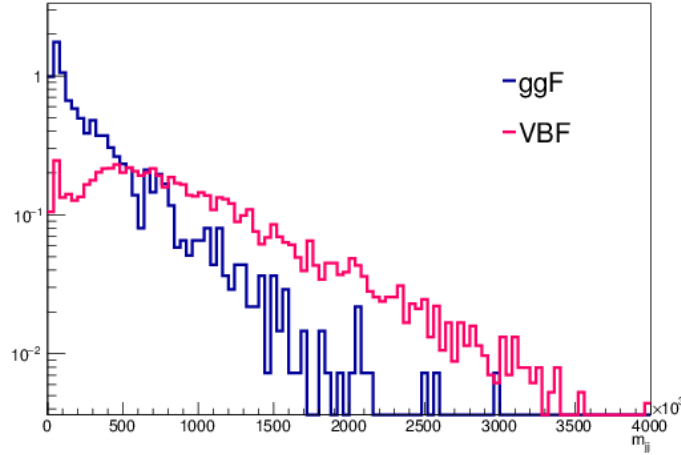


Figura 6.37: Distribución de m_{jj} para los mecanismos de producción VBF (rojo) y GGF (azul).

Inclusión del modo GGF y categorías

En general, sólo se utiliza el modo de producción de VBF para estudiar las propiedades CP de la resonancia descubierta, ya que es el mecanismo que naturalmente introduce dos jets en el estado final y estos son necesarios como se explicó en la Sección 6.10.1. Sin embargo, también existen eventos en donde el Higgs ha sido producido vía fusión de gluones conteniendo también dos jets. Si se observa la distribución de la masa invariante de los dos jets m_{jj} para los modos de producción VBF y GGF en la Figura 6.37, se interpreta que para baja m_{jj} , la fusión de gluones es dominante, mientras que VBF tiende a producir un par de jets a alta m_{jj} . Podría concluirse que $m_{jj} > 500$ GeV maximiza la contribución de VBF pero también mantiene la contribución de GGF más sensible a las propiedades de CP. La interferencia entre estos dos mecanismos de producción puede despreciarse [75].

Resulta entonces sensato, realizar el análisis estadístico en dos categorías para $\Delta\phi_{jj}$:

- VBF & $m_{jj} > 500$ GeV
- GGF & $m_{jj} < 500$ GeV

Los gráficos de la Figura 6.38 muestran las distribuciones de $\Delta\phi_{jj}$ para las dos categorías.

Análisis estadístico simplificado

Para estudiar la sensibilidad de discriminar entre diferentes estados CP del Higgs, se realizó un estudio simplificado, es decir, sin incertezas sistemáticas.

Al igual que en el caso del espín, se construye la función de likelihood \mathcal{L}_{J^P} , con $J = 0$, para una dada hipótesis P , como en la Ecuación 6.16:

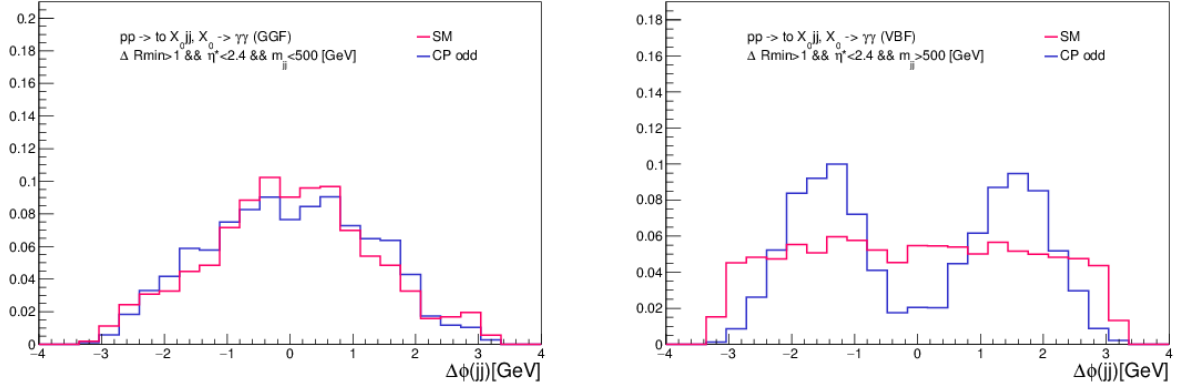


Figura 6.38: Distribuciones de $\Delta\phi_{jj}$ en diferentes escenarios (ver texto) y para las dos categorías del análisis.

$$-\ln \mathcal{L}_{JP}^{[c]} = \ln \left[n_B^{[c]} f_B^{[c]} + n_S^{[c]} (\varepsilon f_S^{0+, [c]} + (1 - \varepsilon) f_S^{ALT, [c]}) \right] \quad (6.16)$$

donde c representa las categorías por encima y debajo de $m_{jj} = 500$ GeV, y ε puede tomar los valores 0 y 1, dependiendo de si se evalúa la hipótesis alternativa o del Modelo Estándar. La función de likelihood total resulta entonces:

$$-\ln \mathcal{L}_{JP} = -\sum_c \ln \mathcal{L}_{JP}^{[c]} \quad (6.17)$$

Del mismo modo, para separar entre diferentes hipótesis se hace el test de *likelihood ratio* q :

$$q = -\ln \frac{\mathcal{L}(ALT)}{\mathcal{L}(SM)} \quad (6.18)$$

Sensibilidad usando $|\Delta\phi_{jj}|$

A continuación se presentan los resultados para el caso de un estado puro CP-impar, es decir, donde $\cos(\alpha) = 0$. La Figura 6.39 muestra los gráficos de los estadísticos de prueba q para escenarios de diferente luminosidad: 10 fb^{-1} , 25 fb^{-1} , 50 fb^{-1} y 100 fb^{-1} . Se observa claramente que para una luminosidad integrada de 10 fb^{-1} no es posible distinguir entre hipótesis. A medida que aumenta la luminosidad, las distribuciones para diferentes hipótesis comienzan a separarse, y el valor-p para rechazar escenarios se reduce. Al testear los 100 fb^{-1} previstos al finalizar el *Run-II* la significancia alcanza los 2σ .

Sensibilidad usando $\Delta\phi_{jj}$

Resulta válido preguntarse si la distribución completa de $\Delta\phi_{jj}$ sin su valor absoluto puede aportar mejor discriminación entre hipótesis. Observando los gráficos de la Figura 6.40, puede

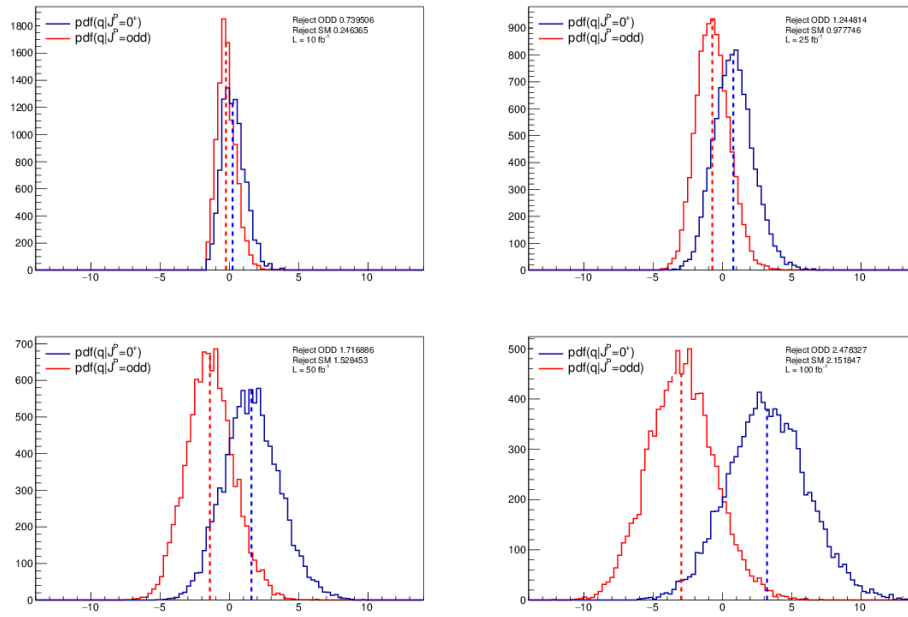


Figura 6.39: Distribuciones del estadístico de prueba q para la hipótesis del Modelo Estándar $J^P = 0^+$ (azul) y el caso CP-impar (rojo), con 10 mil pseudo-experimentos, para luminosidades de 10 fb^{-1} , 25 fb^{-1} , 50 fb^{-1} y 100 fb^{-1} .

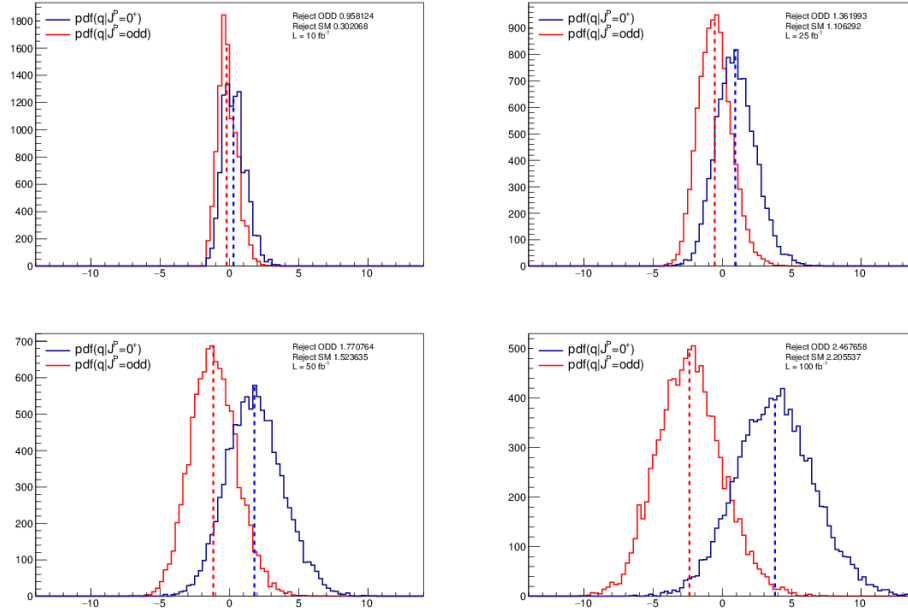


Figura 6.40: Distribuciones del estadístico de prueba q para la hipótesis del Modelo Estándar $J^P = 0^+$ (azul) y el caso CP-impar (rojo), con 10 mil pseudo-experimentos, para luminosidades de 10 fb^{-1} , 25 fb^{-1} , 50 fb^{-1} y 100 fb^{-1} .

verse que tanto cuando la cantidad de datos recolectados es baja como cuando aumenta, no cambia la separación el uso de $\Delta\phi_{jj}$. Ambas significancias se comparan en la Tabla 6.23.

Tabla 6.23: Probabilidad de rechazo esperada para la hipótesis de Modelo Estándar y la alternativa (CP-impar), usando la distribución $\Delta\phi_{jj}$ y $|\Delta\phi_{jj}|$.

| | $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ | | $\mathcal{L} = 25 \text{ fb}^{-1}$ | | $\mathcal{L} = 50 \text{ fb}^{-1}$ | | $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ | |
|---------------------|------------------------------------|-------------------|------------------------------------|-------------------|------------------------------------|-------------------|-------------------------------------|-------------------|
| | $ \Delta\phi_{jj} $ | $\Delta\phi_{jj}$ | $ \Delta\phi_{jj} $ | $\Delta\phi_{jj}$ | $ \Delta\phi_{jj} $ | $\Delta\phi_{jj}$ | $ \Delta\phi_{jj} $ | $\Delta\phi_{jj}$ |
| rechazo $J^P = 0^-$ | 0.74σ | 0.958σ | 1.25σ | 1.36σ | 1.72σ | 1.77σ | 2.48σ | 2.47σ |
| rechazo $J^P = 0^+$ | 0.25σ | 0.302σ | 0.98σ | 1.11σ | 1.53σ | 1.52σ | 2.15σ | 2.21σ |

Capítulo 7

Determinación de las secciones eficaces fiducial y diferencial

En este capítulo se presenta la primera determinación de las propiedades del bosón de Higgs en su canal a dos fotones con datos de $\sqrt{s} = 13$ TeV. El conjunto de datos utilizados en este análisis corresponde a 13.3 fb^{-1} , y permite medir la sección eficaz de producción en eventos con mayor energía de centro de masa partónica que aquella alcanzada en el *Run-I* (7, 8 TeV) [76]. Estas condiciones resultan en una mayor sensibilidad a una gran variedad de procesos físicos de interés, tales como la producción del Higgs con alto momento transversal producido a través de un loop de quark-tops. A continuación se resumen las medidas realizadas:

1. Las secciones eficaces fiduciales se miden en una variedad de regiones del espacio de fase sensibles a la producción inclusiva del bosón de Higgs, la producción vía fusión de bosones vectoriales, y la producción del bosón de Higgs en asociación con un leptón cargado. Las secciones eficaces diferenciales se miden en función del momento transversal del sistema de dos fotones $p_T^{\gamma\gamma}$, la rapidez del sistema de dos fotones $|y|_{\gamma\gamma}$, el coseno del ángulo entre el eje del haz y los fotones en el marco de referencia de Collins-Soper del bosón de Higgs $|\cos(\theta^*)|$, la multiplicidad de jets N_{jets} , el momento transversal del jet dominante $p_T^{j_1}$, el ángulo azimutal entre los dos jets dominantes $|\Delta\phi_{jj}|$ y la masa invariante de los dos jets dominantes m_{jj} . Las distribuciones $p_T^{\gamma\gamma}$ y $|y_{\gamma\gamma}|$ prueban el modelado de QCD perturbativo del mecanismo de producción de fusión de gluones, que domina en la producción inclusiva del bosón de Higgs. Las distribuciones N_{jets} , $p_T^{j_1}$ y m_{jj} son sensibles a los diferentes mecanismos de producción, con la fusión de gluones dominando para baja multiplicidad de jets y con otros mecanismos de producción aumentando su importancia para eventos con dos o más jets. Las distribuciones $\cos(\theta^*)$ y $\Delta\phi_{jj}$ prueban la naturaleza de espín-CP del bosón de Higgs [77, 78] como se discutió en el Capítulo 6. Los resultados se comparan con las últimas predicciones disponibles. Cabe destacar que las secciones eficaces fiduciales y diferenciales son las medidas de las propiedades del bosón de Higgs más independientes

del modelo que se pueden realizar en el LHC.

2. Las secciones eficaces totales de producción (extrapoladas al espacio de fase completo) se miden para la fusión de gluones, la fusión de bosones vectoriales y la producción del bosón de Higgs en asociación con un bosón vectorial así como con un par top-antitop.

7.1. Muestras de datos y Monte Carlo

7.1.1. Conjunto de datos

Este análisis se realizó con datos tomados en 2015 y 2016 de las colisiones pp del LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV con un espaciado entre bunches de protones de 25 ns. Para los datos recolectados durante 2015 corresponde a una luminosidad integrada de 3.2 fb^{-1} . Por otro lado, aquellos recolectados durante 2016 corresponden a una luminosidad integrada de 10.1 fb^{-1} . El número medio de interacciones pp por cruce de haces es 13.7 en 2015 y 21.6 en los datos de 2016. Los dos grupos de datos son analizados de manera conjunta.

7.1.2. Simulaciones

Las simulaciones Monte Carlo de señal con los cinco mecanismos de producción principales, se encuentran listadas en la Tabla 7.1, y son utilizadas para calcular los factores de corrección y aceptación descritos en la Sección 7.6. Estas muestras se usan también para modelar la forma de la señal tal como se describe en la Sección 7.4.

Las muestras de fondos $\gamma - \gamma$, $\gamma - \text{jet}$ y $\text{jet} - \text{jet}$ se usan para estudiar algunas propiedades del fondo continuo no resonante. Finalmente, se utilizan muestras adicionales de producción vía fusión de gluones en el final de la Sección 7.11 para comparar las predicciones teóricas según el Modelo Estándar con las medidas de las secciones eficaces.

Tabla 7.1: Muestras Monte Carlo utilizadas en el análisis.

| Proceso | Generador | Precisión del generador | PDF | Número de eventos |
|---------|----------------|-------------------------|--------------|-------------------|
| ggF | POWHEG+PYTHIA8 | NLO | CT10+CTEQ6L1 | 2×10^6 |
| VBF | POWHEG+PYTHIA8 | NLO | CT10+CTEQ6L1 | 1×10^6 |
| WH | PYTHIA8 | NLO | NNPDF2.3LO | 1×10^5 |
| ZH | PYTHIA8 | NLO | NNPDF2.3LO | 1×10^5 |
| ttH | AMC@NLO | NLO | NNPDF2.3LO | 8.5×10^5 |

Cada muestra utiliza un generador para simular los eventos que puede también tener en cuenta los efectos no perturbativos de los eventos subyacentes, lluvia partónica y hadronización; de otro modo, estos son siempre modelados usando una interfaz con otro programa más. En este punto, todas las partículas son calculadas a nivel generador. La información a nivel

reconstrucción (i.e. las señales que se miden en el detector) se obtiene pasando las partículas (generadas) estables, definidas como aquellas con una vida media de al menos 10 ps, a través de una simulación GEANT4 [28] del detector ATLAS [79]. Las contribuciones debidas al in-time pile up se incluyen agregando eventos de simulaciones minimum-bias generadas con PYTHIA8 [25]. El número de eventos de pile up incluidos se obtiene tomando un número al azar de una distribución de Poisson con media $\mu - 1$, donde μ es el número medio de colisiones protón-protón por cruce de bunches y 1 es la dispersión dura que debe estar presente siempre. Estos eventos de pileup son superpuestos sobre los generados en la interacción QCD dura. El pileup out-of-time se incluye agregando señales al detector de cruces de bunches anteriores, que son también simuladas con eventos PYTHIA8 minimum-bias. La frecuencia de estas señales se modela con la estructura de bunch utilizada en el LHC. Las muestras Monte Carlo se pasan a través de un software de reconstrucción completa de ATLAS.

En las siguientes secciones se describen brevemente las muestras Monte Carlo utilizadas, que se encuentran resumidas en la Tabla 7.1.

Fusión de gluones y VBF

Las muestras de producción de Higgs vía fusión de gluones (ggF) y fusión de bosones vectoriales (VBF) fueron generadas POWHEG [24, 80] e interfaceadas con PYTHIA8 para incluir efectos no perturbativos. POWHEG es preciso a NLO y modificado de manera ad-hoc para reproducir los cálculos con los efectos debidos a las masas finitas y las resummaciones de gluones soft hasta NNLL. La muestra de ggF contiene 2 millones de eventos y está normalizada al cálculo a NNLO(QCD) con correcciones electrodébiles a NLO adicionales [81] a través de un factor k como se describe en la Sección 7.1.3. La muestra VBF contiene 1 millón de eventos. A través de un factor k se normaliza al cálculo a NLO (QCD) y NLO (EW) con una corrección aproximada a NNLO QCD. Ambas muestras usan el conjunto de PDFs CT10+CTEQ6L1 [82] y el *tune* AZNLO de POWHEG+PYTHIA.

VH y ttH

Las muestras con un Higgs producido en asociación con un bosón vectorial del Modelo Estándar (WH o ZH, pero referidos colectivamente como VH) son generadas con PYTHIA8, que implementa también los efectos no perturbativos¹. Se utilizan muestras separadas para WH y ZH que contienen 100k eventos y tienen una precisión a NLO. La muestra de eventos para un Higgs producido en conjunto con dos quarks top ($t\bar{t}H$) se genera usando AMC@NLO. La muestra ttH contiene 850k eventos y tiene una precisión a NLO. Las tres muestras usan el conjunto de PDFs NNPDF2.3LO.

¹Se usa Pythia tanto para la generación como para el showering.

Muestras de fondo

Para simular el fondo de Modelo Estándar se utilizaron tres tipos de muestras Monte Carlo: $\{\gamma, \gamma\}$, $\{\gamma, \text{jet}\}$, y $\{\text{jet}, \text{jet}\}$, donde en las últimas dos categorías los jets incorrectamente reconstruidos como fotones contribuyen al fondo no resonante difotónico.

Para todas las muestras, se utilizó el generador de eventos SHERPA con el conjunto de PDFs CT10.

7.1.3. Correcciones a las simulaciones

Debido a que las simulaciones no reproducen los datos de manera exhaustiva, es necesario aplicar varias correcciones a las muestras Monte Carlo. En primer lugar, cada muestra se renormaliza a un cálculo de mayor orden usando un factor k . Este es el cociente de la normalización del cálculo deseado al cálculo usado para generar los eventos.

En segundo lugar, cada una de las muestras se genera con un rango amplio de valores de pileup, μ , de modo de abarcar todas las posibles condiciones de pileup que podrían ser experimentadas durante la toma de datos. Se aplica también un repesado a los eventos para asegurar que las distribuciones de pileup de la simulación coincida con aquellas observadas en los datos. Además, se aplica un factor de peso que corrige la componente z del vértice para que acuerde con lo observado en los datos.

Aparte de repesar los eventos, se suaviza el espectro de energía para que coincida con la resolución observada en los datos. Se utilizan factores para corregir las formas de las lluvias basadas en la coincidencia entre datos y MC a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Asimismo, se aplican factores de escala a los pesos de los eventos en la simulación del detector FastSim² para tener en cuenta cualquier diferencia residual entre FastSim y FullSim³.

7.2. Selección de eventos y objetos a nivel reconstrucción

Las selecciones de objetos y eventos utilizadas en este análisis son similares a las del análisis del espín, pero con las modificaciones pertinentes para 13 TeV, cuyas características fueron presentadas en la Sección 5.1. En esta sección se provee un resumen del proceso de selección aplicado a los datos y a nivel reconstrucción en la simulación.

En primer lugar, los eventos son sometidos a una preselección que impone requerimientos en el trigger y en la calidad de los datos. Los chequeos de calidad de datos se aplican a los datos pero no a los eventos simulados. Luego se reconstruyen los objetos individuales a los que se les aplican los cortes para la selección final de eventos.

²Simplifica la simulación haciéndola más rápida y acelerando la reconstrucción.

³Se simula la interacción partícula-materia incluyendo lluvias electromagnéticas, interacciones nucleares, Brehmstrahlung, conversiones de fotones, etc. Toma del orden de 100 s/ev

Las selecciones de objetos y eventos se aplican también a nivel partícula en los eventos simulados. Estas definen el volumen fiducial inclusivo del análisis para la determinación de la sección eficaz, y se describen en la Sección 7.3. El número de eventos de señal medido se corrige al volumen fiducial a nivel partícula como se describe en la Sección 7.6.

7.2.1. Preselección de eventos

En esta sección se describe cómo se seleccionan los eventos en los datos y a nivel reconstrucción en las simulaciones previo a la selección completa de los objetos. Los requerimientos de calidad de datos sólo se aplican a los datos.

- Trigger

El trigger del sistema de dos fotones utilizado es *HLT-g35-loose-g25-loose* y requiere al menos dos fotones reconstruidos con E_T mayor a 35 y 25 GeV. La eficiencia del trigger para este análisis es $99.16^{+0.23}_{-0.49}$ (stat) $^{+0.34}_{-0.52}$ (syst) % [83].

- Lista de buenas corridas (*Good Run List*)

Los eventos deben pertenecer a los bloques de luminosidad para los datos recolectados en 2015 y 2016 requiriendo que todos los subdetectores relevantes para el análisis están operando al 100 %.

- Calidad de eventos

Se rechazan aquellos eventos con errores de integridad en los calorímetros o donde falte alguna información del detector.

- Vértice primario

Se requiere al menos un vértice primario reconstruido en el evento. A este vértice no se le aplica ningún requerimiento adicional más que los requisitos estándar de reconstrucción (consistencia del *beam spot* con (x,y), etc.)

7.2.2. Selección de objetos

En esta sección se presenta la selección de los objetos en datos y a nivel reconstrucción para las simulaciones.

Fotones

Los fotones se reconstruyen tal como se explicó en la Sección 5.1. Se aplican los requerimientos cinemáticos de $p_T > 25$ GeV y $|\eta| < 2.37$, así como la eliminación de la región del *crack* $1.37 < |\eta| < 1.52$. Se requiere que los fotones pasen cortes en la forma de sus lluvias electromagnéticas (loose). Además, se exige que pasen el requisito de no-ambigüedad, que reduce el número de electrones reconstruidos como fotones. Esto se implementó en el *Run-II* debido al aumento de

la tasa de falsificación de electrón-fotón, que resulta del 30 % en las tapas antes de aplicar este requisito de ambigüedad. El algoritmo que remueve la ambigüedad utiliza información de las trazas de las capas del detector de pixel más internas y la IBL para separar electrones de fotones convertidos.

Se supone que los dos fotones seleccionados de mayor p_T se originan en el decaimiento del Higgs y se utilizan para redefinir el vértice primario del evento mediante el uso de una *neural network*, que incluye información del calorímetro electromagnético como fuera explicado en la Sección 5.1.3. El cuadrimomento de estos fotones se corrige, de modo que apunte hacia el vértice primario corregido.

Sistema de dos fotones

El sistema candidato a Higgs se construye utilizando estos dos fotones de mayor p_T seleccionados, los que deben satisfacer los requerimientos tight en la forma de la lluvia, así como el siguiente criterio de aislamiento: el aislamiento de trazas debe satisfacer $\text{ptcone20} < 0.05 \times p_T$; el aislamiento calorimétrico debe satisfacer $\text{topoetcone20} < 0.065 \times p_T$, usando un cono de $\Delta R = 0.20$. El aislamiento calorimétrico se calcula siempre a partir del vértice primario seleccionado.

Notar que el requerimiento de aislamiento cambió respecto del utilizado en *Run-I* en tres aspectos:

1. La definición de aislamiento calorimétrico usa un cono de $\Delta R = 0.20$ a diferencia de $\Delta R = 0.40$ en *Run-I*.
2. El corte de aislamiento es una función de p_T .
3. El requisito del aislamiento de trazas resulta mucho más fuerte. Reducir el tamaño del cono reduce la dependencia con el modelo del corte de aislamiento debido a ambientes cargados, como es el caso de la producción ttH . La utilización de un cono de menor tamaño para el aislamiento calorimétrico, también reduce la dependencia del pileup, mientras que el corte dependiente con p_T ayuda a rechazar mucho más fondo a bajo p_T . El aumento en el corte de aislamiento de trazas corresponde a la búsqueda de cortes que aumenten la eficiencia, pero no representa ninguna motivación física.

Leptones (e y μ)

Los electrones y muones se reconstruyen tal como se explicó en la Sección 5.1. Los requisitos cinemáticos son $E_T > 15$ GeV y $|\eta| < 2.47$.

Jets

La reconstrucción de jets también se describe en la Sección 5.1. Los requisitos cinemáticos son $p_T > 30$ GeV y $|y| < 4.4$. Se calcula una cantidad llamada *jet vertex tag* (JVT) que reduce

la contaminación proveniente de jets que no se originaron en el vértice primario seleccionado. A los jets que satisfacen $|\eta| < 2.4$ y $p_T < 50$ GeV se les requiere satisfacer también $JVT > 0.64$.

Aquellos jets que caen en la región $\Delta R < 0.4$ de un fotón seleccionado o $\Delta R < 0.2$ de un electrón seleccionado, son rechazados.

7.2.3. Selección de eventos

En esta sección se describe la selección de eventos final aplicada a los datos y a la simulación a nivel reconstrucción.

Un evento debe contener un sistema de dos fotones tight y aslados con masa invariante en el rango $m_{\gamma\gamma} \in [105, 160]$ GeV. El fotón dominante (subdominante) debe satisfacer $p_T/m_{\gamma\gamma} > 0.35(0.25)$, llamado corte de p_T relativo, como fuera definido en el Capítulo 6 para el análisis de espín.

En las Tablas 7.2 y 7.3 se presenta un resumen de los criterios de selección para los datos y las simulaciones Monte Carlo.

Tabla 7.2: Resumen de los cortes de selección de eventos usando 3.2 fb^{-1} para datos 2015 y 10.6 fb^{-1} para datos 2016, ambas correspondientes a colisiones del LHC con la configuración de 25 ns de separación entre bunches.

| Selección | # eventos 2015 | # 2016 | ϵ_{sel} 2015 | ϵ_{sel} 2016 |
|---------------------------------------|----------------|----------|-----------------------|-----------------------|
| All Events | 28461632 | 37903420 | 100.00 % | 100.00 % |
| GRL | 4840118 | 34782392 | 17.01 % | 91.77 % |
| Pass Trigger | 4716765 | 27632652 | 16.57 % | 72.90 % |
| Detector DQ | 4716109 | 27632132 | 16.57 % | 72.90 % |
| Has PV | 4716080 | 27632128 | 16.57 % | 72.90 % |
| 2 Loose Photons | 2666109 | 8447623 | 9.37 % | 22.29 % |
| $e - \gamma$ Ambiguity | 2666109 | 8447623 | 9.37 % | 22.29 % |
| Trigger Matching | 2661661 | 8428310 | 9.35 % | 22.24 % |
| Tight ID | 416204 | 1265129 | 1.46 % | 3.34 % |
| Isolation | 157268 | 470640 | 0.55 % | 1.24 % |
| Relative p_T cuts | 137266 | 410534 | 0.48 % | 1.08 % |
| $m_{\gamma\gamma} \in [105, 160]$ GeV | 30859 | 93423 | 0.11 % | 0.25 % |

7.3. Selección de eventos y objetos a nivel partícula

En esta sección se describe el proceso de selección aplicado a nivel partícula en las simulaciones que permite definir el volumen fiducial inclusivo del análisis para la determinación de la

Tabla 7.3: Resumen de la selección de eventos usando simulaciones Monte Carlo para los modos de producción de fusión de gluones y fusión de bosones vectoriales.

| Selección de eventos | ggH125 | VBFH125 | ggF ϵ_{sel} | VBF ϵ_{sel} |
|---------------------------------------|--------|---------|----------------------|----------------------|
| All Events | 200000 | 984000 | 100.00 % | 100.00 % |
| Pass Trigger | 119054 | 603456 | 59.43 % | 61.33 % |
| GRL | 119054 | 603456 | 59.43 % | 61.33 % |
| Detector DQ | 119054 | 603456 | 59.43 % | 61.33 % |
| Has PV | 119054 | 603452 | 59.43 % | 61.33 % |
| 2 Loose Photons | 99681 | 503675 | 49.84 % | 51.19 % |
| $e - \gamma$ Ambiguity | 99681 | 503675 | 49.84 % | 51.19 % |
| Trigger Matching | 99583 | 502918 | 49.79 % | 51.11 % |
| Tight ID | 86416 | 434239 | 43.21 % | 44.13 % |
| Isolation | 77555 | 393356 | 38.78 % | 39.98 % |
| Relative $p_{T\text{cuts}}$ | 71964 | 357203 | 35.98 % | 36.30 % |
| $m_{\gamma\gamma} \in [105, 160]$ GeV | 71949 | 356812 | 35.97 % | 36.26 % |

sección eficaz. Los eventos medidos al nivel detector en la anterior Sección 7.2 se corrigen a este volumen fiducial a nivel partícula usando el proceso definido en la Sección 7.6. Para minimizar la dependencia con el modelo introducida en este proceso de corrección, las selecciones a nivel partícula y detector son diseñadas para que resulten lo más parecidas posibles. Las eventuales diferencias entre estas selecciones podrían introducir dependencia con el modelo a través de las extrapolaciones al espacio de fase o causando que los factores de corrección introducidos en la Sección 7.6 dependan de la topología del evento. Sin embargo, se pueden aceptar pequeñas diferencias ya sea para simplificar el volumen fiducial o para facilitar las comparaciones con la teoría.

7.3.1. Selecciones

A nivel partícula, sólo se consideran las partículas estables en el estado final asegurándose que las partículas no hayan sido creadas en la simulación GEANT. Los cuádrimomentos de estas partículas tienen una masa de 13 TeV por construcción. El tipo de cada partícula está representado por su PdgId.

Se impone que los fotones no hayan sido originados durante el proceso de hadronización. Esto significa que su madre no pueden tener $|\text{PdgId}| \geq 111$. Si su madre tiene $|\text{PdgId}| = 15$, correspondiendo con un τ intermedio, o el mismo PdgId que el fotón mismo, correspondiente con un estado final de emisión radiativa, entonces se chequea el PdgId de la abuela y así sucesivamente.

Fotones Se identifican pidiendo $\text{PdgId} = 22$. No debe producirse durante la hadronización.

Leptones Se identifican pidiendo $|\text{PdgId}| = 11$ para electrones o $|\text{PdgId}| = 13$ para muones. No deben producirse durante la hadronización. Se “visten” agregando el cuadrimomento de fotones estables con $\Delta R < 0.1$. Se aplica la selección cinemática de $p_T > 15$ GeV y $|\eta| < 2.47$ a los leptones vestidos. Los electrones se rechazan si yacen dentro de $\Delta R < 0.4$ de un fotón seleccionado.

Jets Se reconstruyen agrupando todas las partículas estables excepto muones y neutrinos usando el algoritmo de anti- k_T con un parámetro de radio de 0.4. Se rechazan los jets que caigan dentro de $\Delta R < 0.4$ de un fotón seleccionado o $\Delta R < 0.2$ de un electrón seleccionado. Los muones y neutrinos no se incluyen en la agrupación a nivel partícula ya que no dejan ningún depósito de energía significativo en los calorímetros y por ende no entran en la búsqueda de jets a nivel reconstrucción.

E_T^{miss} Se calcula como el vector bidimensional suma del p_T de todos los neutrinos no producidos durante la hadronización. Estos son identificados pidiendo $|\text{PdgId}| \in \{12, 14, 16\}$.

Cortes cinemáticos en el fotón Se aplica la selección cinemática de $p_T > 25$ GeV y $|\eta| < 2.37$ sobre los fotones seleccionados.

Sistema de dos fotones Se define el sistema candidato a Higgs a los dos fotones con mayor p_T . Estos fotones son seleccionados luego de aplicar los cortes cinemáticos descriptos arriba.

Fotones aislados Se aplica un aislamiento en los fotones a nivel partícula de modo de reducir la dependencia con el modelo para la corrección por efectos del detector como se describe en la Sección 7.6. La energía de aislamiento de un fotón, E_T^{iso} , se calcula como la energía transversa E_T de la suma vectorial de todas las partículas cargadas que posean $p_T > 1$ GeV dentro del cono $\Delta R = 0.2$ alrededor del fotón. El sistema de dos fotones se rechaza si los dos fotones seleccionados no satisfacen la condición $E_T^{\text{iso}} < 0.05 p_T$.

Restricciones en la masa Una vez seleccionado el sistema de dos fotones, se requiere que su masa invariante $m_{\gamma\gamma}$ se encuentre en la ventana $m_{\gamma\gamma} \in [110, 160]$ GeV.

7.3.2. Eventos esperados a nivel partícula

El número de eventos esperado a nivel partícula puede derivarse como $\sigma_{\text{fid}} \times \mathcal{L}$ donde σ_{fid} es la sección eficaz fiducial teórica y \mathcal{L} es la luminosidad del conjunto de datos. Las luminosidades integradas (2015 y 2016) y los números de eventos esperados a nivel partícula están dados en la Tabla 7.4.

Tabla 7.4: Luminosidad y número esperado de eventos a nivel partícula correspondientes a 2015 y 2016.

| Dataset | Luminosidad, \mathcal{L} | Número de eventos esperados a nivel partícula, $\nu^{\text{ptcl,exp}}$ |
|---------|-----------------------------------|--|
| 2015 | $3.2 \text{ fb}^{-1} \pm 2.1 \%$ | 154.1 |
| 2016 | $10.1 \text{ fb}^{-1} \pm 5.0 \%$ | 494.9 |

7.3.3. Eventos Dalitz

Aunque la producción de Higgs vía ggF y VBF fue generada usando Powheg, todas las muestras Monte Carlo de señal descritas en las Sección 7.1 fueron generadas usando PYTHIA8 para los decaimientos de Higgs. Se sabe que cuando se configura para decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$, este también incluye $H \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma f\bar{f}$ donde γ^* es un fotón fuera de capa de masa (*off-shell*) y f es cualquier fermión cargado. Estos son conocidos como eventos Dalitz y componen aproximadamente el 5.8 % de los eventos generados. Los eventos Dalitz no son considerados como parte del volumen fiducial inclusivo ya que no tienen un estado final de dos fotones estable, por lo que son removidos a nivel partícula. Los eventos remanentes son repesados para mantener la correcta normalización.

A nivel reconstrucción, aproximadamente el 0.3 % de todos los eventos que pasan los cortes son eventos Dalitz. Estos no se remueven a nivel reconstrucción, contribuyendo así al número de eventos de señal medido. Los eventos Dalitz junto con los efectos del detector se corrigen durante el procedimiento descrito en la Sección 7.6. Sin embargo, la tasa de decaimiento para eventos Dalitz, $\mathcal{B}(H \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma f\bar{f})$ no es bien conocida. La contribución Dalitz de PYTHIA8 se utiliza sin corrección ya que no es inconsistente con los cálculos disponibles, sin embargo se aplica una incerteza conservativa de 100 % a este número.

7.4. Modelado de la señal y fondo de $m_{\gamma\gamma}$

Una vez más nos encontramos con el problema de determinar funciones que permitan modelar las distribuciones de señal y fondo de $m_{\gamma\gamma}$. Resulta natural intentar repetir lo realizado para el análisis del espín descrito en la Sección 6.1 ya que, si bien aparecerán diferencias dado que el conjunto de datos cambió, y que las regiones fiduciales son otras, el proceso físico subyacente es el mismo.

7.4.1. Modelado de la señal

Tal como sabemos, la distribución $m_{\gamma\gamma}$ para el proceso de señal $pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ es resonante. En ausencia de interferencia con el proceso de fondo $pp \rightarrow \gamma\gamma$, se espera que siga una curva de Breit-Wigner, con pico en la masa del Higgs m_H y que en el Modelo Estándar tiene un

ancho de 4 MeV. Sin embargo, la distribución observada en los datos se encuentra distorsionada por la resolución finita de la medida de la energía del fotón. Por esta razón, la distribución $m_{\gamma\gamma}$ se modela ajustando una función Crystal Ball de dos caras (*double-sided Crystal Ball*)⁴ a la simulación Monte Carlo con $m_H = 125$ GeV descrita en la Sección 7.1.2. La forma analítica de esta función se presenta en la Ecuación 7.1

$$CB(m_{\gamma\gamma}) = N \times \begin{cases} e^{-t^2/2}, & \text{if } -\alpha_{\text{low}} \leq t \leq \alpha_{\text{high}} \\ e^{-\frac{1}{2}\alpha_{\text{low}}^2} \left[\frac{1}{R_{\text{low}}} (R_{\text{low}} - \alpha_{\text{low}} - t) \right]^{-n_{\text{low}}}, & \text{if } t < -\alpha_{\text{low}} \\ e^{-\frac{1}{2}\alpha_{\text{high}}^2} \left[\frac{1}{R_{\text{high}}} (R_{\text{high}} - \alpha_{\text{high}} - t) \right]^{-n_{\text{high}}}, & \text{if } t > \alpha_{\text{high}} \end{cases} \quad (7.1)$$

donde $t = (m_{\gamma\gamma} - \mu_{\text{CB}})/\sigma_{\text{CB}}$, $R_{\text{low}} = \frac{\alpha_{\text{low}}}{n_{\text{low}}}$, y $R_{\text{high}} = \frac{\alpha_{\text{high}}}{n_{\text{high}}}$. N es un parámetro de normalización, μ_{CB} es la media de la distribución Gaussiana, σ_{CB} es el ancho de la distribución Gaussiana, α_{low} y α_{high} son las posiciones de las transiciones del núcleo de la Gaussiana a las colas exponenciales en los lados de alta y baja masa, y n_{low} y n_{high} son los exponentes de las colas de masa alta y baja.

Cada uno de estos parámetros se determinan realizando un ajuste a los decaimientos simulados de $H \rightarrow \gamma\gamma$ a $m_{\gamma\gamma} = 125$ GeV. Esta parametrización se deriva separadamente para cada bin (también conocido como categoría) de la variable en cuestión. La Figura 7.1 muestra los resultados para el volumen fiducial inclusivo.

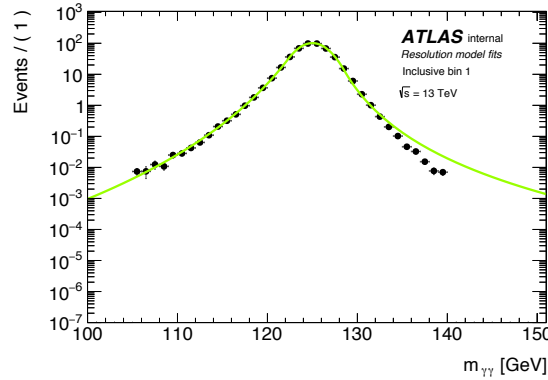


Figura 7.1: Parametrización de la señal para el volumen fiducial inclusivo

Incógnitas como NPs

Las principales incógnitas en la forma de la señal pueden categorizarse como escala de energía y resolución de energía, tal como ocurría en el caso de el espín. La incógnita de escala de energía

⁴Notar que tanto para el análisis del espín como para versiones anteriores de este mismo análisis, la resonancia se modeló con la suma pesada de una Gaussiana y una función Crystal Ball. Esto cambia ahora, debido a que se realizaron estudios de estabilidad en los ajustes y la función de Crystal Ball de dos caras resulta más estable.

del fotón afecta al parámetro μ_{CB} corriendo la posición de los picos. La incerteza de resolución de energía del fotón afecta al parámetro σ_{CB} agrandando sus anchos. Los corrimientos introducidos por estas incertezas son tratados como parámetros NPs y se incluyen en el vector θ^{sig} . La elección de la forma del fondo ajustada también afecta μ_{CB} sesgando la posición de los picos ajustados. Esta incerteza se trata del mismo modo que la incerteza de escala de energía y se incluye un tercer NP.

La siguiente parametrización se utiliza para incluir incertezas sistemáticas en la forma de $m_{\gamma\gamma}$ ajustada para cada uno de los bins de las variables en estudio. Las tres categorías de incertezas se cuantifican mediante tres veces el número de bins de nuevos parámetros, $\Theta_{\text{ES}}^i(\theta^{\text{sig}})$, $\Theta_{\text{BkgBias}}^i(\theta^{\text{sig}})$ y $\Theta_{\text{ER}}^i(\theta^{\text{sig}})$, donde i hace referencia al bin de una variable. El vector θ_i^{sig} contiene tres veces el número de NPs para las incertezas de escala, de sesgo por el fondo y de resolución, además de los otros parámetros NP.

7.4.2. Composición del fondo

Recordando lo explicado en la Sección 2.5, los principales fondos en cualquier análisis que tenga un bosón de Higgs decayendo en dos fotones son los fondos continuos no resonantes de eventos inclusivos $\gamma - \gamma$, $\gamma - jet$ y $jet - jet$.

Para estudiar la composición del fondo se utiliza un método que se focaliza en las regiones a los costados de la ventana de masa [84]. En la región de señal, se requiere que cada fotón pase la identificación tight y el criterio de aislamiento. Se definen entonces regiones de control invirtiendo uno o ambos requerimientos. Se utilizan los datos en las regiones de control y de señal para extraer la contribución de cada uno de los fondos a la región de señal.

Tanto el número como la fracción relativa de eventos de los fondos $\gamma\gamma$, γj y jj se muestran en la Figura 7.2 como función de la masa invariante del par de fotones para la selección de pares de fotones. La fracción total de cada fondo resulta $78.9 \pm 0.2^{+3.5}_{-1.7} \%$, $18.6 \pm 0.2^{+3.5}_{-1.7} \%$ y $2.5 \pm 0.1^{+0.5}_{-0.4} \%$, respectivamente.

7.4.3. Modelado del fondo

Como se vio con anterioridad, estas son distribuciones suavemente decrecientes descriptas por una forma funcional elegida empíricamente, lo que puede causar un aumento (decremento) en el número de eventos de señal medido. Por esta razón la elección se basa en elegir una función que reduzca este sesgo lo más posible en cada bin, como ya se describió en la Sección 6.6.2 y se reevaluará para este análisis. Para la parametrización del espectro $m_{\gamma\gamma}$ de fondo se consideraron diversas formas funcionales: exponenciales de polinomios de primer (Exp), segundo (ExpPoly2), y tercer (ExpPoly3) orden, y polinomios de Bernstein de grado 3 (Bern3), 4 (Bern4), y 5 (Bern5). El estudio realizado mostró que la mejor función para modelar la distribución de fondo en la mayor parte de los casos es una función ExpPoly2, Ecuación 7.2, donde α_1^{bkg} , α_2^{bkg} son los

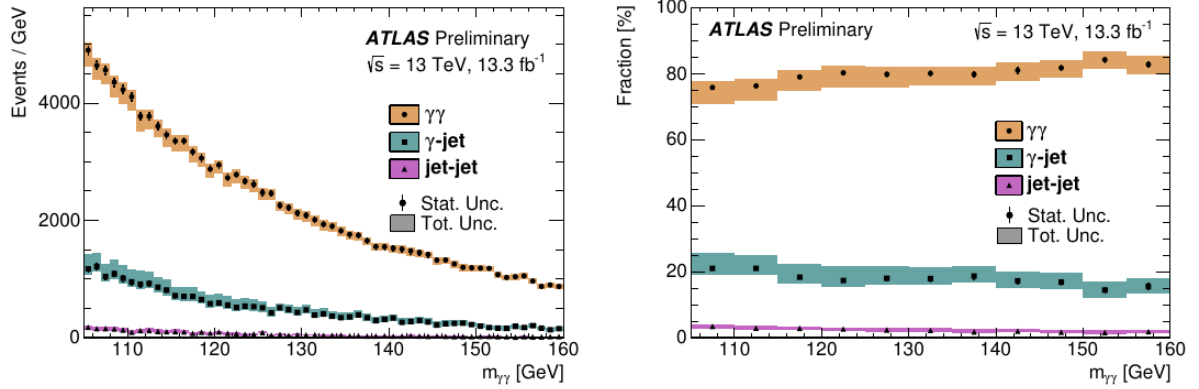


Figura 7.2: Determinación a partir de los datos del número de eventos (izquierda) y fracciones (derecha) para $\gamma\gamma$, γj y jj en función de $m_{\gamma\gamma}$ para la selección de dos fotones. Las regiones sombreadas muestran la incerteza total del número de eventos y fracción medidos mientras que las barras muestran las incertezas estadísticas.

parámetros NP y $N(\alpha^{\text{bkg}})$ normaliza la función. Las funciones seleccionadas para cada uno de los diferentes bins se resumen en la Tabla 7.5.

$$\mathcal{B}(m_{\gamma\gamma}; \alpha^{\text{bkg}}) = N(\alpha^{\text{bkg}}) \cdot \exp\left(-\frac{m_{\gamma\gamma}}{\alpha_1^{\text{bkg}}} - \frac{m_{\gamma\gamma}^2}{\alpha_2^{\text{bkg}}}\right) \quad (7.2)$$

Tabla 7.5: Funciones utilizadas para modelar el fondo en cada bin, para el rango de ajuste 105–155 GeV.

| Variable | bin 1 | bin 2 | bin 3 | bin 4 | bin 5 |
|----------------------|----------|----------|----------|----------|-------|
| Inclusive | ExpPoly2 | | | | |
| $p_T^{\gamma\gamma}$ | Bern4 | ExpPoly2 | ExpPoly2 | ExpPoly2 | Exp |
| N_{jets} | ExpPoly2 | ExpPoly2 | ExpPoly2 | ExpPoly2 | |

Señal espúrea

Como se describió anteriormente, nuestro análisis mostró que la función más apropiada para modelar el fondo es la ExpPoly2. Las incertezas de señal espúrea se resumen en la Tabla 7.6.

El desempeño de cada modelo de fondo se evaluó usando S/S_{ref} como figura de mérito. Un modelo de fondo pasa esta selección si el número de eventos de señal espúrea en el intervalo $m_H \in [121, 129]$ GeV obtenido del ajuste no representa más del 10 % del número de eventos predichos por el modelo de fondo.

Tabla 7.6: Valores estimados de señal espúrea para cada bin. Estos se calcularon usando 13.9 fb^{-1} de datos. Los números presentados están normalizados a 1 fb^{-1} .

| Variable | bin 1 | bin 2 | bin 3 | bin 4 | bin 5 |
|----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Inclusivo | -2.58 | | | | |
| $p_T^{\gamma\gamma}$ | 2.04 | -0.23 | 0.33 | 0.33 | 0.10 |
| N_{jets} | -1.85 | -0.54 | -0.12 | -0.25 | |

7.5. Extracción de la señal

Para obtener el número de eventos de señal en cada uno de los bins de una dada distribución, se debe realizar un ajuste simultáneo en las distribuciones de datos de $m_{\gamma\gamma}$ obtenidas para cada bin, usando una pdf que combine la parametrización de la señal y el modelo de fondo. Para esto, se construye el likelihood mostrado en 7.3 para cada bin, y se maximiza el producto de ellos.

$$\mathcal{L}(m_{\gamma\gamma}; \nu^{\text{sig}}, \nu^{\text{bkg}}, m_H) = \left\{ \frac{e^{-\nu}}{n!} \prod_j^n \left[\nu^{\text{sig}} \mathcal{S}(m_{\gamma\gamma}^j; m_H) + \nu^{\text{bkg}} \mathcal{B}(m_{\gamma\gamma}^j) \right] \right\} \times \prod_k G_k(\theta_k; 0, 1) \quad (7.3)$$

donde ν^{sig} es el número de eventos de señal ajustado, ν^{bkg} es el número de eventos de fondo ajustado, $\nu = \nu^{\text{sig}} + \nu^{\text{bkg}}$ es el valor medio de la distribución de Poisson para n eventos, $m_{\gamma\gamma}^j$ es la masa invariante del sistema de dos fotones para el evento j , $\mathcal{S}(m_{\gamma\gamma}^j; m_H)$ y $\mathcal{B}(m_{\gamma\gamma}^j)$ son las funciones de densidad de probabilidad para la señal y el fondo, y los G_k son restricciones Gaussianas en los parámetros NP de las incertezas. Para cada uno de los NPs θ_{ER} , θ_{ES} y θ_{BkgBias} se utiliza una Gaussiana con media 0 y un ancho de 1. Esto significa que se les permite moverse incluso en el ajuste a los datos, pero las desviaciones de cero están penalizadas por una reducción en el likelihood.

La incerteza estadística en el ajuste se obtiene realizando un *likelihood scan*. Primero se obtienen los mejores valores de ajuste de los NPs permitiéndoles moverse libremente en el ajuste de extracción de señal. Luego son fijados a estos valores y se mide la cantidad $-2 \ln \mathcal{L}$ como función del número de eventos de señal. La señal extraída cae en el mínimo valor de $-2 \ln \mathcal{L}$ y la incerteza estadística está dada asimétricamente por los valores de ν^{sig} para el cual $-2 \ln \mathcal{L}$ es el valor de 1 por encima del mínimo. Esto corresponde con el límite de confianza del 68 % en el límite asintótico (tamaño infinito de población).

Se realiza el mismo scan permitiendo que los NPs de las incertezas sistemáticas estén libres en cada punto del scan. La diferencia entre el ancho de esta curva de escaneo y el caso con NPs fijos, da las incertezas sistemáticas asimétricas.

7.5.1. Número de eventos de señal extraídos

La extracción de la señal se realiza para cada volumen fiducial y y bins de la distribución diferencial. Las funciones de probabilidad ajustadas se muestran para el volumen fiducial inclusivo, y las distribuciones de $N_{jets}[30]$ y $p_T^{\gamma\gamma}$ en las Figuras 7.3-7.5. Los datos se presentan con un ancho de bin más grande para facilitar la visualización, aunque el ajuste de likelihood en si mismo es no bineado.

El número de eventos de señal extraído se puede ver en la Figura 7.6 para los primeros 6.8 fb^{-1} de datos. Los bins de *overflow* y *underflow* se muestran cuando corresponda. Todos los bins, son utilizados para realizar el ajuste simultáneo de modo de restringir los NPs libres que son comunes entre los bins.

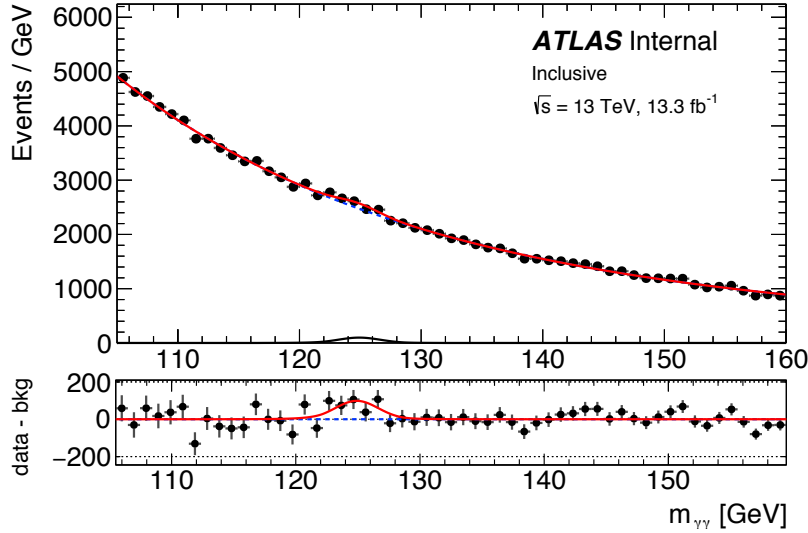


Figura 7.3: Extracción de señal para el volumen fiducial inclusivo.

7.6. Corrección por efectos del detector

Una vez que se extrajo el número de eventos de señal como se detalló en la Sección 7.5, se debe corregir por el efecto de respuesta del detector ATLAS de modo que puedan convertirse en secciones eficaces a nivel partícula. Existen varios métodos para realizar esta deconvolución. En este análisis, debido al tamaño de la muestra de datos, se utilizó el método más simple conocido como *bin a bin*. A continuación se introduce la terminología de este método tanto para la medida fiducial como para las diferenciales.

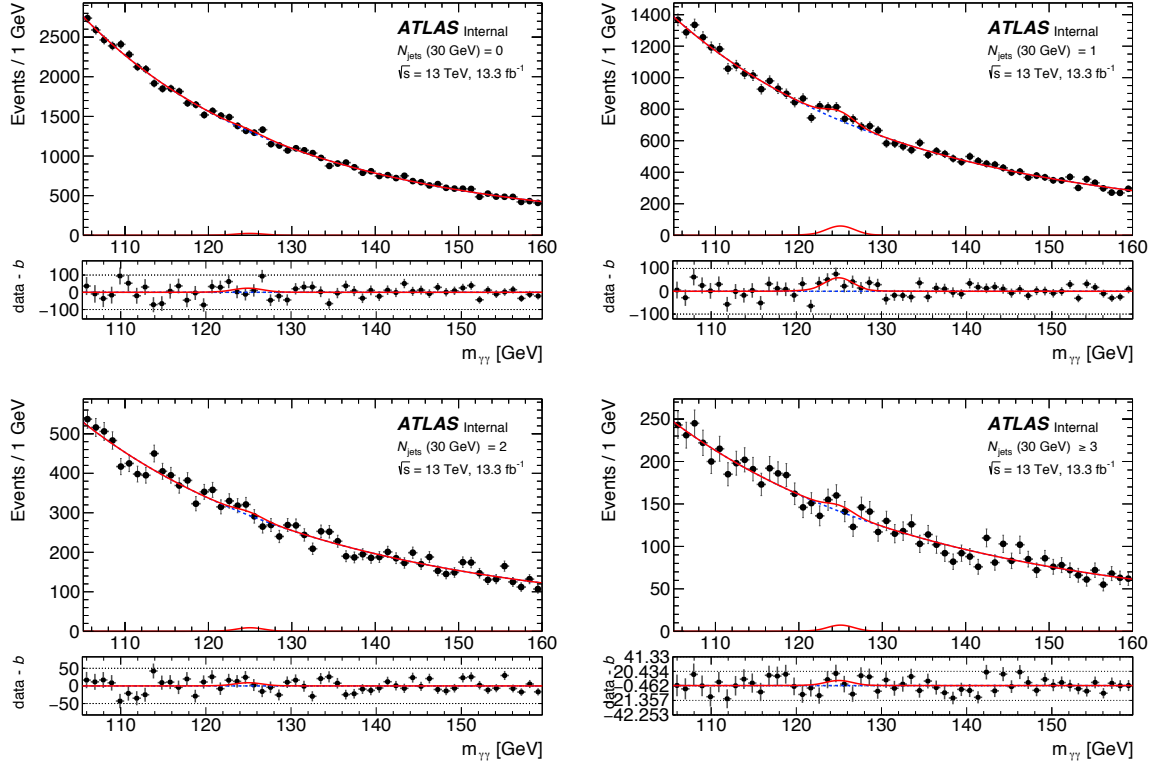


Figura 7.4: Extracción de señal para los diferentes bins de N_{jets}

7.6.1. Factores de corrección

Sea ν_i^{sig} el número de eventos de señal medido en una dada región del espacio de fase, i . Consideremos que σ_i es la sección eficaz a nivel partícula que se quiere medir en el correspondiente volumen fiducial. Esto se obtiene usando la Ecuación 7.4 donde \mathcal{L}_{int} es la luminosidad integrada recolectada por ATLAS y C_i es una corrección debida a la respuesta del detector ATLAS.

$$\sigma_i = \frac{\nu_i^{\text{sig}}}{C_i \cdot \mathcal{L}_{\text{int}}} \quad (7.4)$$

El factor de corrección, C_i es el cociente entre el número de eventos que se espera que pasen el criterio a nivel detector, n_i^{det} , y el número de eventos que se espera que pasen el criterio correspondiente al nivel partícula, n_i^{ptcl} , como se muestra en la Ecuación 7.5. La eficiencia de ATLAS como cualquier extrapolación entre las regiones del espacio de fase a nivel detector y partícula consideradas, están tenidas en cuenta en C_i .

$$C_i = \frac{n_i^{\text{det}}}{n_i^{\text{ptcl}}} \quad (7.5)$$

Estos factores de corrección se calculan midiendo n_i^{det} y n_i^{ptcl} en muestras Monte Carlo para

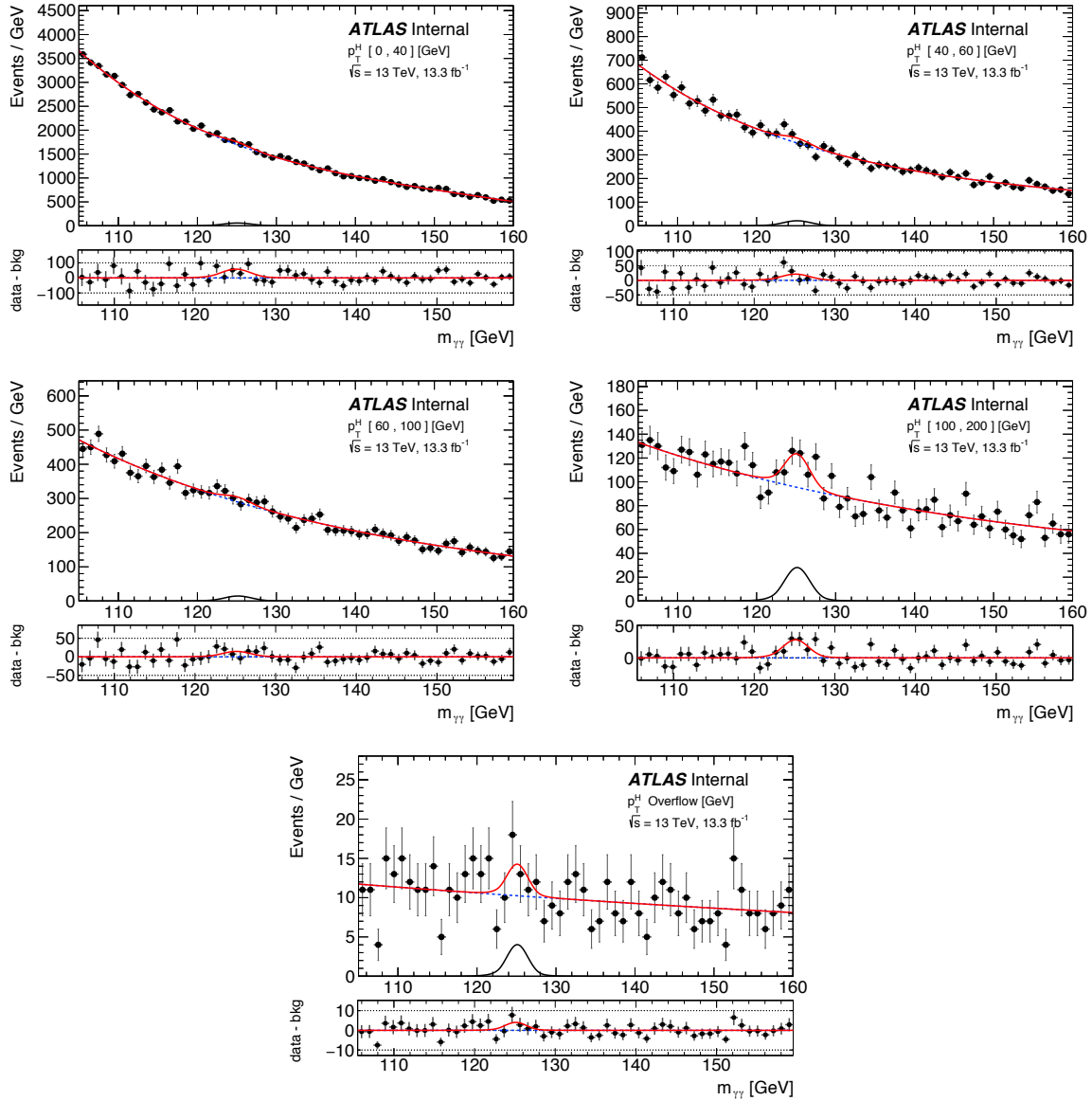


Figura 7.5: Extracción de señal para los diferentes bins del p_T del sistema de dos fotones

los diferentes mecanismos de producción del Higgs.

Como se describió en la Sección 7, el objetivo de este análisis es proveer una medida de la sección eficaz fiducial tan independiente del modelo como sea posible para evitar limitar el grado con el que pueden ser comparadas con las diferentes predicciones teóricas. La dependencia con el modelo puede introducirse de las siguiente formas:

1. Si la región del espacio de fase muestreada por el detector es diferente al espacio de fase fiducial a nivel partícula entonces el cálculo de C_i supone implícitamente distribuciones

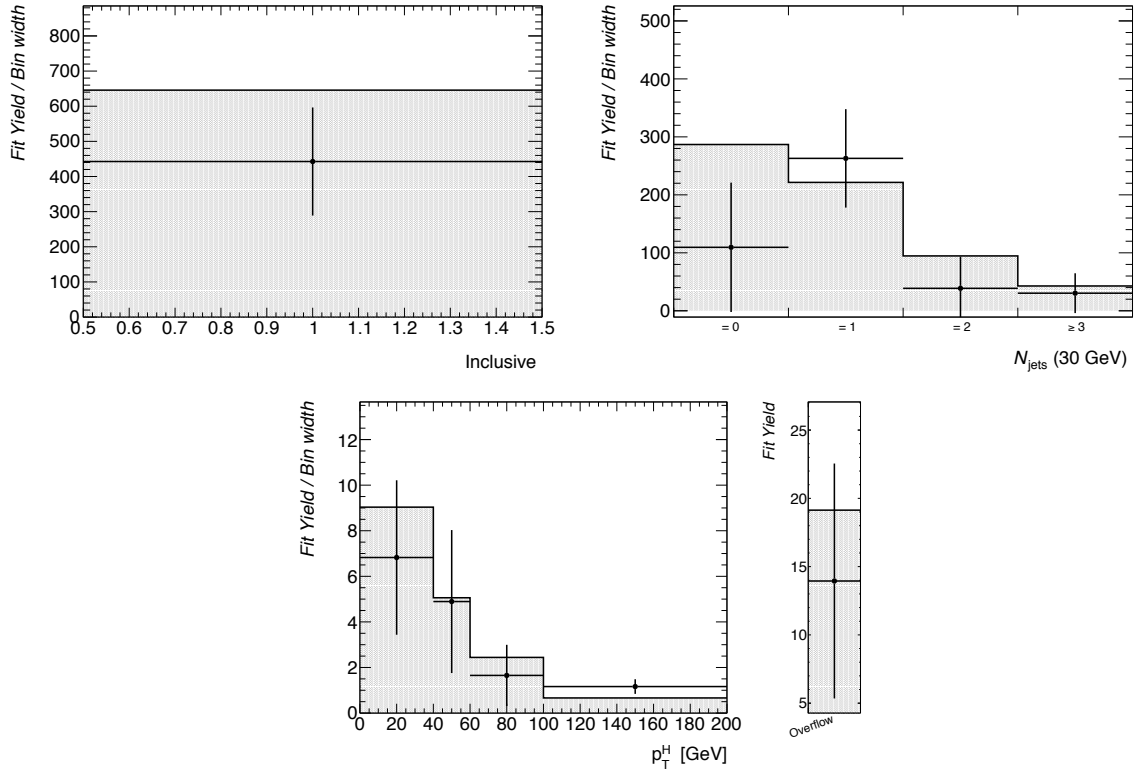


Figura 7.6: Señales extraídas para los espectros de p_T y N_{jets} . Los histogramas grises representan los valores esperados a partir de simulaciones.

que siguen las esperadas por el Modelo Estándar cuando se extrapola entre ellas.

2. Si los factores de corrección C_i dependen de los modos de producción de Higgs entonces se deben realizar suposiciones respecto a las amplitudes relativas de estos modos para corregir los datos.
3. Si los factores de corrección C_i dependen del modelado de la hadronización y el evento subyacente UE, entonces se introduce un modelado adicional para las incertezas.

El ítem 1 es la razón por la que se elige que el volumen fiducial a nivel partícula sea similar a la aceptación del detector descrita en la Sección 7.2. Los ítems 2 y 3 fueron también considerados a la hora de definir estas selecciones. Cualquier dependencia del modelado residual en C_i será considerada como una incerteza sistemática.

7.6.2. Factores de corrección fiduciales

Los criterios de selección a nivel reconstrucción y partícula descritos en las Secciones 7.2 y 7.3 respectivamente, se aplican en cada una de las cinco muestras Monte Carlo de señal descrip-

tas en las Sección 7.1.2 . El número de eventos seleccionados a nivel reconstrucción es $n_{\text{fid},s}^{\text{det}}$ y el número de eventos a nivel partícula es $n_{\text{fid},s}^{\text{ptcl}}$ para cada muestra $s \in \{ggF, VBF, WH, ZH, ttH\}$. El factor de corrección para la región fiducial inclusiva se deriva de cada muestra usando la Ecuación 7.5. El factor de corrección aplicado a los datos se deriva pesándolos con la sección eficaz del Modelo Estándar, σ_s^{SM} de cada mecanismo de producción y los pesos iniciales totales generados N_s , usando la Ecuación 7.6.

$$C_i = \frac{\sum_s \frac{\sigma_s^{\text{SM}}}{N_s} \cdot n_{\text{fid},s}^{\text{det}}}{\sum_s \frac{\sigma_s^{\text{SM}}}{N_s} \cdot n_{\text{fid},s}^{\text{ptcl}}} \quad (7.6)$$

Los factores de corrección se muestran en la Tabla 7.7 para cada modo de producción y la combinación. Cuanto más parecidos sean los factores de corrección calculados para los modos de producción, más pequeño será el efecto de la suposición de las secciones eficaces del Modelo Estándar en la combinación.

El mecanismo de producción $b\bar{b}H$ no está incluido en la corrección debida a los efectos del detector, ya que es comparable con la sección eficaz de ttH pero causa una interferencia complicada con ggF . Como el factor de corrección para $b\bar{b}H$ no se desvía significativamente respecto del mecanismo de ggF , el posible impacto en el factor de corrección total será pequeño. De hecho, si uno incluyera la contribución $b\bar{b}H$ al factor de corrección sin ningún efecto de interferencia, entonces el corrimiento en el factor de corrección combinado sería $< 0.01\%$.

En la Figura 7.7 se muestran los factores de corrección para el volumen fiducial inclusivo, comparando el efecto de aplicar el aislamiento a nivel partícula con respecto al proceso de producción. Resulta evidente de la Figura 7.7 que la dependencia con el modo de producción se reduce cuando se utiliza el requerimiento de aislamiento que resulta en los valores de la Tabla 7.7.

Tabla 7.7: Factores de corrección calculados en los cinco mecanismos de producción y el caso en el que se combinan todos los mecanismos. Esta información también se puede ver en la Figura 7.7.

| Factor de corrección | ggF | VBF | WH | ZH | ttH | Combinación |
|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------------|
| Inclusivo | 0.785 | 0.787 | 0.777 | 0.769 | 0.762 | 0.785 |
| $N_{\text{jets}}[30] = 0$ | 0.676 | 0.586 | 0.825 | 0.718 | 1.313 | 0.676 |
| $N_{\text{jets}}[30] = 1$ | 0.892 | 0.717 | 0.700 | 0.738 | 0.926 | 0.868 |
| $N_{\text{jets}}[30] = 2$ | 1.063 | 0.816 | 0.785 | 0.773 | 0.833 | 0.963 |
| $N_{\text{jets}}[30] \geq 3$ | 1.198 | 1.175 | 0.907 | 0.905 | 0.754 | 1.104 |
| $p_T^{\gamma\gamma} \in [0, 40)$ GeV | 0.785 | 0.784 | 0.766 | 0.762 | 0.744 | 0.784 |
| $p_T^{\gamma\gamma} \in [40, 60)$ GeV | 0.778 | 0.790 | 0.760 | 0.744 | 0.734 | 0.778 |
| $p_T^{\gamma\gamma} \in [60, 100)$ GeV | 0.778 | 0.775 | 0.776 | 0.755 | 0.732 | 0.776 |
| $p_T^{\gamma\gamma} \in [100, 200)$ GeV | 0.801 | 0.793 | 0.793 | 0.792 | 0.774 | 0.798 |
| $p_T^{\gamma\gamma} \geq 200$ GeV | 0.827 | 0.809 | 0.802 | 0.808 | 0.799 | 0.820 |

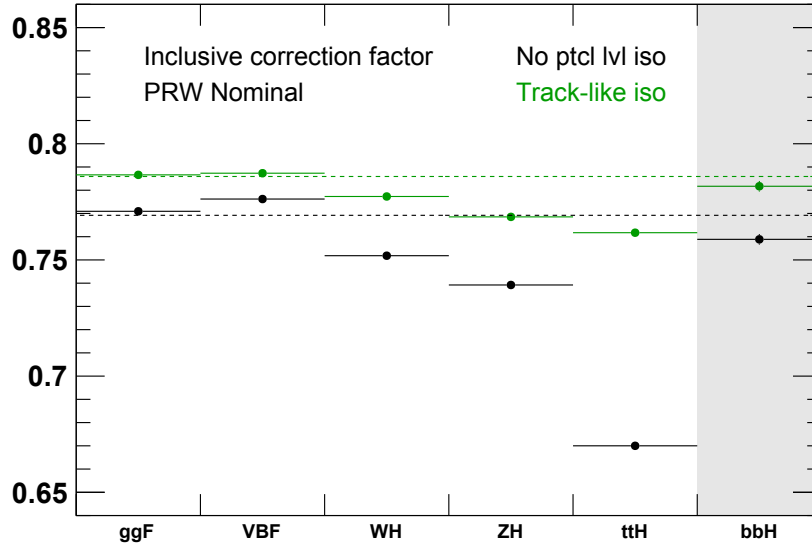


Figura 7.7: Factores de corrección para el volumen fiducial inclusivo. Los puntos negros muestran el caso en el que no se aplica ningún aislamiento a nivel partícula y muestra una dependencia considerable con el proceso de producción. Los puntos verdes muestran el caso en el que se aplica un requisito de aislamiento a nivel partícula. La dependencia con el modo de producción se reduce cuando se utiliza el requerimiento de aislamiento.

7.7. Actualización de los factores de corrección de 8 TeV utilizando el volumen fiducial de 13 TeV.

Tal como se mencionó en la Sección 5.1.4, los criterios de aislamiento fueron modificados para el *Run-I* debido a las condiciones de toma de datos del *Run-II*. No sólo el tamaño del cono de aislamiento cambió, sino que los cortes de aislamiento en la energía transversa de los fotones pasaron de ser absolutos a ser relativos con el p_T de los fotones. Es por esto, que para hacer una observación correcta de la dependencia de la sección eficaz total con la energía de centro de masa, se debieron recalcular los factores de corrección, entre otras cosas, para ser consistente con la medida a 13 TeV.

La Figura 7.8 muestra los factores de corrección obtenidos a $\sqrt{s} = 8$ TeV para los cinco modos de producción diferentes usando el aislamiento a nivel partícula utilizado en el análisis a $\sqrt{s} = 8$ TeV (azul), el aislamiento con un cono fijo considerado a $\sqrt{s} = 13$ TeV (rojo), el aislamiento dependiente de p_T considerado a $\sqrt{s} = 13$ TeV, y el caso donde no se aplica ningún aislamiento a nivel partícula (verde). El aislamiento dependiente de p_T es la elección final para el volumen fiducial a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Estos factores de corrección y su combinación se muestran en la Tabla 7.8.

| | ggF | VBF | WH | ZH | $t\bar{t}H$ | combinado |
|----------------------|--------|--------|--------|--------|-------------|-----------|
| Factor de corrección | 0.6446 | 0.6484 | 0.6091 | 0.6101 | 0.5083 | 0.6425 |

Tabla 7.8: Factores de corrección calculados para los cinco modos de producción y su correspondiente combinación para $\sqrt{s} = 8$ TeV usando el volumen fiducial correspondiente al análisis de $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Tal como es de esperar, las configuraciones de aislamiento consideradas para $\sqrt{s} = 13$ TeV no presentan la misma eficiencia para reducir la dependencia con el modelo que la optimización utilizada para $\sqrt{s} = 8$ TeV. Esto se debe principalmente a la diferencia en los tamaños del cono de aislamiento, con $R = 0.4$ para $\sqrt{s} = 8$ TeV y $R = 0.2$ para $\sqrt{s} = 13$ TeV. Cuando se usa un volumen fiducial de $\sqrt{s} = 13$ TeV para calcular los factores de corrección a $\sqrt{s} = 8$ TeV, existe una diferencia entre los tamaños de los conos usados a nivel detector y partícula. Esto causa mayores diferencias entre el comportamiento de los cortes a nivel detector y partícula, y por lo tanto se esperan mayores dependencias con el modelo.

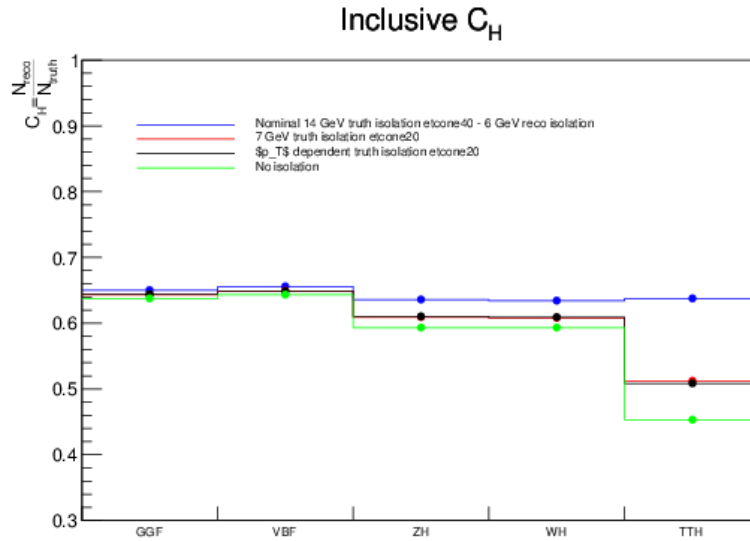


Figura 7.8: Factores de corrección obtenidos para los cinco modos de producción a $\sqrt{s} = 8$ TeV. La línea azul resulta del cálculo con el criterio de aislamiento a nivel partícula utilizado en el análisis de $\sqrt{s} = 8$ TeV. Las líneas azul y roja corresponden a los dos criterios de aislamiento a nivel partícula considerados a $\sqrt{s} = 13$ TeV. La línea verde muestra el caso en el que no se aplica ningún criterio de aislamiento.

| Decomposición de señal | Incerteza |
|---------------------------------------|-----------|
| $2 \times \sigma_{VBF \text{ } VH}$ | +0.15 % |
| $0.5 \times \sigma_{VBF \text{ } VH}$ | -0.09 % |
| $5 \times \sigma_{t\bar{t}H}$ | +0.47 % |
| $0 \times \sigma_{t\bar{t}H}$ | -0.12 % |

Tabla 7.9: Incertezas correspondientes a la decomposición de la señal actualizadas para el nuevo factor de corrección inclusivo a $\sqrt{s} = 8$ TeV.

| Variaciones de generador | Incerteza |
|--------------------------|-----------|
| ggF HJ | -0.41 % |
| ggf HJJ | +0.29 % |
| ggF+VBF no MPI | +1.23 % |

Tabla 7.10: Incertezas correspondientes a las variaciones en el generador actualizadas para el nuevo factor de corrección inclusivo a $\sqrt{s} = 8$ TeV.

7.7.1. Incertezas sistemáticas en los factores de corrección debidas al modelado físico

La incerteza de modelado físico dominante en el resultado a $\sqrt{s} = 8$ TeV se debía a la variación del generador por la eliminación de los efectos de MPI. Si bien la incerteza de la decomposición de la señal era pequeña en el caso de $\sqrt{s} = 8$ TeV, se incrementó con el cambio de la definición del volumen fiducial. Por lo tanto, cada una de estas incertezas debe recomputarse para los correspondientes factores de corrección actualizados.

Las incertezas afectando los valores obtenidos de los factores de corrección debidas a la decomposición de la señal y al generador se muestran en las Tablas 7.9 y 7.10 respectivamente.

7.8. Eficiencia y pureza de las regiones fiduciales

Para minimizar los efectos de migración, se quiere que la pureza P y la eficiencia ϵ sean tan altas como sea posible. Las mismas se definen como

$$P_{\text{fid}} = \frac{n_{\text{fid}}^{\text{det,part}}}{n_{\text{fid}}^{\text{det}}} \quad \text{and} \quad \epsilon_{\text{fid}} = \frac{n_{\text{fid}}^{\text{det,part}}}{n_{\text{fid}}^{\text{part}}}, \quad (7.7)$$

donde $n_{\text{fid}}^{\text{det}}$ es el número de eventos a nivel detector en la región fiducial, $n_{\text{fid}}^{\text{part}}$ es el número de eventos correspondiente a nivel partícula, y $n_{\text{fid}}^{\text{det,part}}$ es el número de eventos en la región tanto a nivel partícula como detector. La pureza y la eficiencia son ambas sensibles a las migraciones hacia y desde el volumen fiducial a nivel detector debido a los efectos de resolución. La pureza es además sensible a los eventos falsos que son incorrectamente reconstruidos dentro del volumen

fiducial a nivel detector. De manera opuesta, la eficiencia es sensible a los eventos que fueron incorrectamente reconstruidos fuera del volumen fiducial. Usando estas definiciones se encuentra la relación:

$$C_{\text{fid}} = \frac{\epsilon_{\text{fid}}}{P_{\text{fid}}} \quad (7.8)$$

Si tanto la pureza como la eficiencia fueran bajas, esto implicaría altas migraciones fiduciales. Si sólo la pureza fuera baja, entonces habría una alta contribución de falsos eventos, mientras que una baja eficiencia implicaría una reconstrucción de objetos pobre. La pureza en todos los bins diferenciales resulta superior a $\sim 50\%$.

7.9. Secciones eficaces fiduciales

Las secciones eficaces fiducial inclusiva y aquella correspondiente a N_{jets} se muestran en la Figura 7.9. Las barras de error provienen sólo de la extracción (stat + syst), pero no contienen ninguna incerteza en los factores de corrección en si mismos. Esto será descrito en las siguientes subsecciones. Todas las distribuciones en este punto muestran buen acuerdo con la predicción del Modelo Estándar.

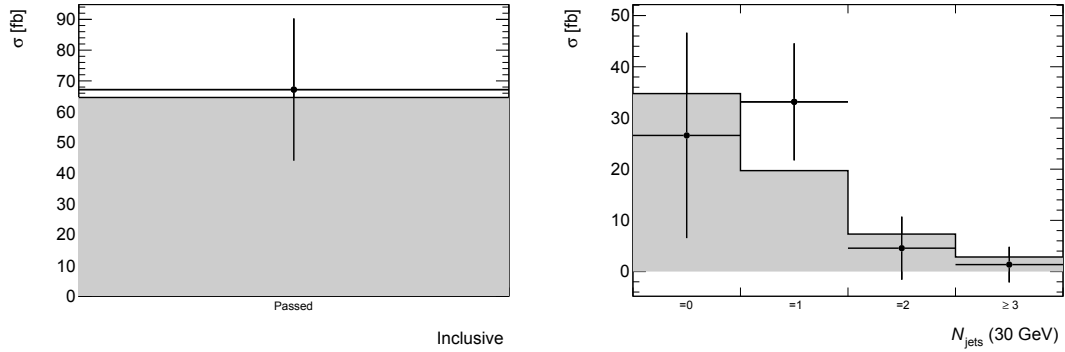


Figura 7.9: Ajustes para la región fiducial inclusiva y distribución de la multiplicidad de jets.

7.10. Incertezas sistemáticas

7.10.1. Incertezas sistemáticas en el modelado de la señal y el fondo

Existen varias fuentes de incertezas sistemáticas que afectan la determinación de las secciones eficaces fiducial y diferenciales a través del número de eventos de señal y fondo. Las mismas pueden agruparse en tres categorías:

- Incertezas asociadas a la parametrización de la señal y el fondo cuando se ajusta el espectro de $m_{\gamma\gamma}$.

- Incertezas experimentales en las eficiencias, aceptancias y efectos de resolución que afectan el número de eventos de señal.
- Incertezas teóricas en las predicciones del número de eventos de señal y fondo, así como la distribución de la masa invariante del fondo, en la simulación.

A continuación se describe en detalle el origen de estas incertezas y el impacto de las mismas en la medida de las secciones eficaces.

Las incertezas sistemáticas asociadas con la parametrización de la señal y el fondo, provienen principalmente, como ya fuera adelantado, de las energías de escala (PES) y resolución (PER) del fotón, por un lado, y de las incertezas debidas a la elección particular y arbitraria de un modelo de fondo. Las mismas se evalúan para cada región fiducial (bin de una distribución diferencial, o categoría). Las incertezas en las energías de escala y resolución del fotón tienen un impacto en el modelo de señal, ya que la PES produce un corrimiento en la posición del pico y la PER ensancha la forma de la señal. Las incertezas sistemáticas PER y PES se basan en las calculadas en [85]. Los factores de escala de energía totales y sus incertezas se determinan usando eventos $Z \rightarrow e^+e^-$ colectados durante 2015 [86].

Específicamente, el impacto típico de la incerteza PES resulta en un corrimiento del pico de hasta 0.6 % de la posición nominal, mientras que el impacto típico de la incerteza PER resulta en un ensanchamiento de entre 9 % y 20 % respecto del ancho nominal.

La incerteza debida a la elección de la función del fondo es la ya introducida señal espúrea. La incerteza debida a la elección del modelo de señal se toma como la diferencia entre el número de eventos de señal obtenido de muestras simuladas y el número de eventos de señal obtenido del ajuste al espectro de $m_{\gamma\gamma}$ construido con las mismas muestras simuladas y una función de fondo obtenida de los datos.

7.10.2. Incertezas experimentales que afectan a los factores C_i

Las incertezas experimentales que afectan al número de eventos de señal se tienen en cuenta como parte de los factores de corrección para los efectos del detector. Consisten en las incertezas de calibración, reconstrucción, identificación o aislamiento de objetos (fotones, jets, leptones, momento transversal faltante), incertezas en la eficiencia de trigger, incertezas en la luminosidad entregada a ATLAS, e incertezas asociadas con el modelado del pile up en la simulación.

Luminosidad

La incerteza en la luminosidad integrada es 2.1 % para 2015 y 5.0 % para 2016. Para derivarla se sigue el método presentado en Ref. [87], a partir de la calibración de la escala de luminosidad usando un scan de van der Meer realizado en agosto de 2015.

Selección de eventos

Tal como se describió en la Sección 7.2, se registran los eventos de colisión que pasan el trigger de dos fotones, y luego se les pide que contengan dos fotones que pasen los criterios de selección y aislamiento. Estas selecciones tienen las siguientes incertezas asociadas.

- **Trigger:** La incerteza debida a ineficiencias del trigger de dos fotones se estima de 0.4 %.
- **Eficiencia de identificación de fotones:** La identificación de fotones se realiza utilizando tres métodos:
 1. Etiquetando fotones en decaimientos $Z \rightarrow l\bar{l}\gamma$, que proveen una muestra muy pura a bajo p_T .
 2. Creando un mapeo de la identificación de electrones como fotones en la simulación MC, y luego aplicando esta a los eventos $Z \rightarrow e\bar{e}$ en los datos.
 3. Usando un método de bandas laterales⁵ que resuelve un sistema de ecuaciones lineales, junto con el aislamiento de trazas como variable discriminante adicional.

Estos tres métodos son compatibles dentro del rango de incertezas sistemáticas y se combinan. La incerteza de identificación de fotones resulta ser 2.5 %. Esta incerteza es utilizada para obtener la incerteza total en los factores de corrección.

- **Eficiencia de selección del vértice:** La incerteza en la eficiencia de esta selección resulta ser $< 0.3\%$, y también fue introducida en la Sección 5.1.3.
- **Eficiencia de aislamiento de fotones:** La incerteza del aislamiento del fotón en el factor de corrección se obtiene aplicando (i) un corrimiento basado en datos al aislamiento calorimétrico y (ii) un corrimiento dependiente de p_T al aislamiento de trazas. Los corrimientos en el factor de corrección son calculados de manera separada y luego combinados en cuadratura.

Pile up en las simulaciones

La incerteza en el modelado del pile up se deriva variando el número medio de eventos de pile up en la simulación por una cantidad consistente con los datos. Este resulta ser, para el caso inclusivo, de 1.1 %.

Energía de escala y resolución de jets , JVT

Las variables de los jets están afectadas por la escala y resolución de la energía. Las incertezas de la escala y resolución de energía y jets para $p_T^{\gamma\gamma}$ y $y_{\gamma\gamma}$ son cero, ya que no dependen de los jets.

⁵Bandas laterales o *sideband* hace referencia a la región del espectro de $m_{\gamma\gamma}$ a los costados de la resonancia.

Para el caso de la sección eficaz inclusiva en la región fiducial de VBF, que sí usa información de los jets, resulta ser del 9.4 %.

7.10.3. Incertezas de modelado que afectan a los factores C_i

Las incertezas teóricas del modelado que afectan los factores de corrección del detector utilizados para definir las medidas de las secciones eficaces fiducial y diferenciales, se toma como el *envelope* de las tres fuentes existentes: (i) la incerteza en las contribuciones relativas de los diferentes mecanismos de producción del bosón de Higgs, (ii) la incerteza en las distribuciones de p_T y rapidez del bosón de Higgs (principalmente dominada por ggF), y (iii) la incerteza en el modelado de múltiples interacciones de partones (MPI). La incerteza en los factores de corrección debida al proceso de composición se estima variando la fracción de procesos ggH, VBF, VH y $t\bar{t}H$ por una cantidad dada con el 68 % de nivel de confianza de los cocientes de la sección eficaz de producción medida [88]. Las variaciones de cada mecanismo de producción se realizan simultáneamente e incluye las correlaciones conocidas entre los cocientes de sección eficaz de producción medidos. La incerteza en el factor de corrección del detector debida a una posible falla en el modelado del p_T y rapidez del bosón de Higgs, se estima repesando las distribuciones del bosón de Higgs en la simulación para que coincida con aquellas observadas en los datos. La incerteza en los factores de corrección asociada con el modelado de las múltiples interacciones de partones se estima conservativamente como la diferencia en la aceptación en la simulación con y sin MPIs.

Siguiendo los estudios presentados en las secciones anteriores, la Tabla 7.11 resume las incertezas en la medida de las secciones eficaces en las regiones fiduciales base, VBF y single-lepton. Del mismo modo, la Figura 7.10 muestra un desdoblamiento y combinación de las incertezas experimentales para la región fiducial inclusiva, así como para los bins de $|y_{\gamma\gamma}|$ y N_{jets} .

7.11. Resultados

La sección eficaz para $pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ medida en la región fiducial base es

$$\sigma_{\text{fid}} = 43.2 \pm 14.9 (\text{stat.}) \pm 4.9 (\text{syst.}) \text{ fb}$$

que puede compararse con la predicción del Modelo Estándar para la producción del bosón de Higgs inclusiva de $62.8^{+3.4}_{-4.4}$ fb. Para la contribución de la fusión de gluones a la predicción del Modelo Estándar se toma la predicción a N³LO de la Ref. [89] corregida según la tasa de decaimiento para $H \rightarrow \gamma\gamma$ y la aceptación fiducial ⁶. Se define la aceptación fiducial usando la

⁶El corrimiento de la masa del bosón de Higgs en una cantidad igual a sus incertezas medidas resulta en un corrimiento menor al 1 % en el cálculo de la sección eficaz multiplicada por la tasa de decaimiento y es por lo tanto despreciado.

| Fuente | Incerteza en la sección eficaz (%) | | |
|---------------------|------------------------------------|--------------|---------------|
| | baseline | VBF-enhanced | single lepton |
| Ajuste (stat.) | 34.5 | 35.0 | 52.9 |
| Ajuste (syst.) | 9.0 | 11.1 | 9.3 |
| Eficiencia de fotón | 4.4 | 4.4 | 4.4 |
| JES y JER | - | 9.4 | - |
| Selección leptones | - | - | 0.8 |
| Pile up | 1.1 | 2.0 | 1.4 |
| Modelado teórico | 4.3 | 9.4 | 8.4 |
| Luminosidad | 2.9 | 2.9 | 2.9 |

Tabla 7.11: Incertezas en la sección eficaz medida en las regiones fiduciales baseline, VBF-enhanced y single-lepton. La incerteza del ajuste contiene el efecto de la PES y PER, el impacto del modelado del fondo en el número de eventos de señal y la incerteza en la posición del pico ajustada a partir de la parametrización del fondo elegida.

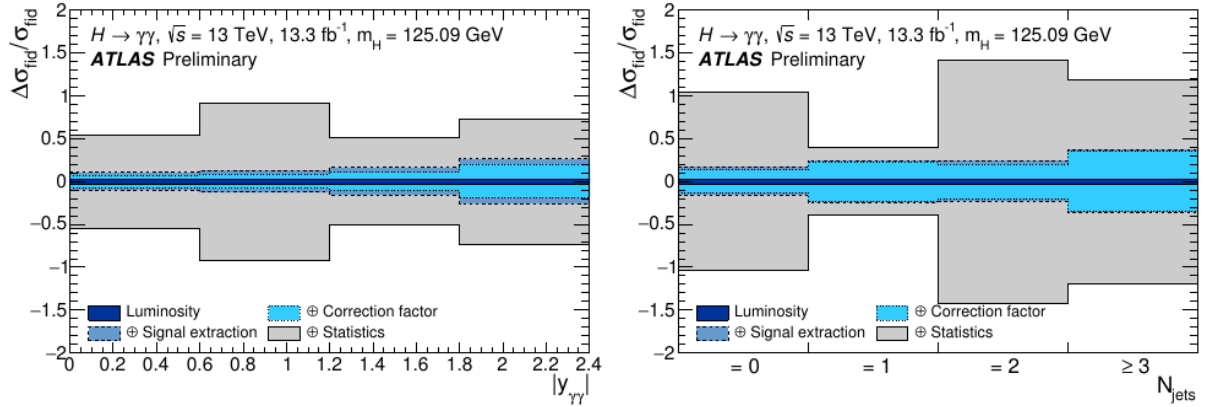


Figura 7.10: Efecto de las incertezas sistemáticas asociadas con la extracción de la señal, las correcciones debidas a efectos del detector (modelado experimental y teórico), y la luminosidad en la sección eficaz diferencial como función de $|y_{\gamma\gamma}|$ (izquierda) y N_{jets} (derecha). La incerteza estadística asociada con la extracción de señal se muestra también como las bandas grises.

predicción NNLOPS para la fusión de gluones [90]. NNLOPS provee eventos a nivel partónico con una precisión a NNLO para la producción inclusiva mediante fusión de gluones y es interfaceado con el generador de eventos Pythia 8 para la lluvia partónica, hadronización e interacciones multipartónicas (usando el parámetro de configuración AZNLO). Las contribuciones a la predicción del Modelo Estándar de los mecanismos de producción VBF , VH y $t\bar{t}H$ están determinadas utilizando las predicciones a nivel partícula de los generadores de eventos Powheg+Pythia8, Pythia8 MG5_aMC+Pythia8 normalizados a los últimos cálculos teóricos, y a los

| Región fiducial | Sección eficaz medida [fb] | Predicción del ME [fb] |
|-----------------|---|---|
| Baseline | $43.2 \pm 14.9 \text{ (stat.)} \pm 4.9 \text{ (syst.)}$ | $62.8^{+3.4}_{-4.4}$ [N ³ LO + XH] |
| VBF-enhanced | $4.0 \pm 1.4 \text{ (stat.)} \pm 0.7 \text{ (syst.)}$ | 2.04 ± 0.13 [NNLOPS + XH] |
| single lepton | $1.5 \pm 0.8 \text{ (stat.)} \pm 0.2 \text{ (syst.)}$ | 0.56 ± 0.03 [NNLOPS + XH] |

Tabla 7.12: Sección eficaz medida en las regiones fiduciales de base, VBF-enhanced y de un leptón. La contribución de la fusión de gluones a la predicción del Modelo Estándar en la región base se toma como la predicción a N³LO de la Ref. [89] corregida para la tasa de decaimiento de $H \rightarrow \gamma\gamma$ y la aceptación fiducial como se define en el texto. Las contribuciones al Modelo Estándar de VBF, VH y $t\bar{t}H$ están determinadas utilizando las predicciones a nivel partícula de los generadores de eventos Powheg+Pythia y Pythia8 normalizadas a los últimos cálculos teóricos.

que se refiere en conjunto como XH . Aunque la sección eficaz medida es algo menor que la predicción del Modelo Estándar, el efecto no resulta estadísticamente significativo.

Las secciones eficaces medidas en las regiones fiduciales base, de un leptón y VBF-enhanced se presentan en la Tabla 7.12. Los resultados se muestran comparando los datos corregidos al nivel partícula con las últimas predicciones del Modelo Estándar. Se observa que la sección eficaz inclusiva es levemente menor que la predicción del ME, mientras que la de la región optimizada para VBF está levemente por encima de esta. Las predicciones teóricas describen los datos dentro de las incertezas presentes.

En la Figura 7.11 se muestran las secciones eficaces diferenciales de las variables $p_T^{\gamma\gamma}$, $y_{\gamma\gamma}$ y $\cos(\theta^*)$, así como la variable de jet $\Delta\phi_{jj}$. El espectro $p_T^{\gamma\gamma}$ muestra un comportamiento similar al observado en la medida de 8 TeV, donde la teoría sobreestima los datos en el primer bin, pero los subestima para altos valores de $p_T^{\gamma\gamma}$. Sólo el menor bin de $p_T^{\gamma\gamma}$ muestra una diferencia significativa entre teoría y datos. Tanto $y_{\gamma\gamma}$ como $\cos(\theta^*)$ están bien descritos por las predicciones del ME dentro de las incertezas. La distribución $\Delta\phi_{jj}$ coincide muy bien en los dos primeros bins.

Los gráficos en la Figura 7.12 resumen las secciones eficaces diferenciales en función del número de jets producidos en asociación con el bosón de Higgs. Tanto para $N_{jets}(30)$ como para $N_{jets}(50)$ se observa que los datos se encuentran significativamente por debajo de la predicción teórica para el bin $N_{jets} = 0$. La teoría también sobreestima los datos en el primer bin del p_T del jet dominante. Hay un solo bin con número de eventos negativos en el espectro de m_{jj} . Para los demás bins, el acuerdo encontrado es bueno respecto de la predicción del ME.

Finalmente, en la Figura 7.13 se presenta la sección eficaz en bins de la multiplicidad inclusiva de jets, donde los datos en cada bin se comparan con una variedad de cálculos teóricos actuales para la fusión de gluones, luego de corregir las predicciones a la aceptación fiducial de la medida como se define usando NNLOPS.

La predicción STWZ-BLPTW [91, 92] es una resumación NNLL'+NNLO para el p_T del jet

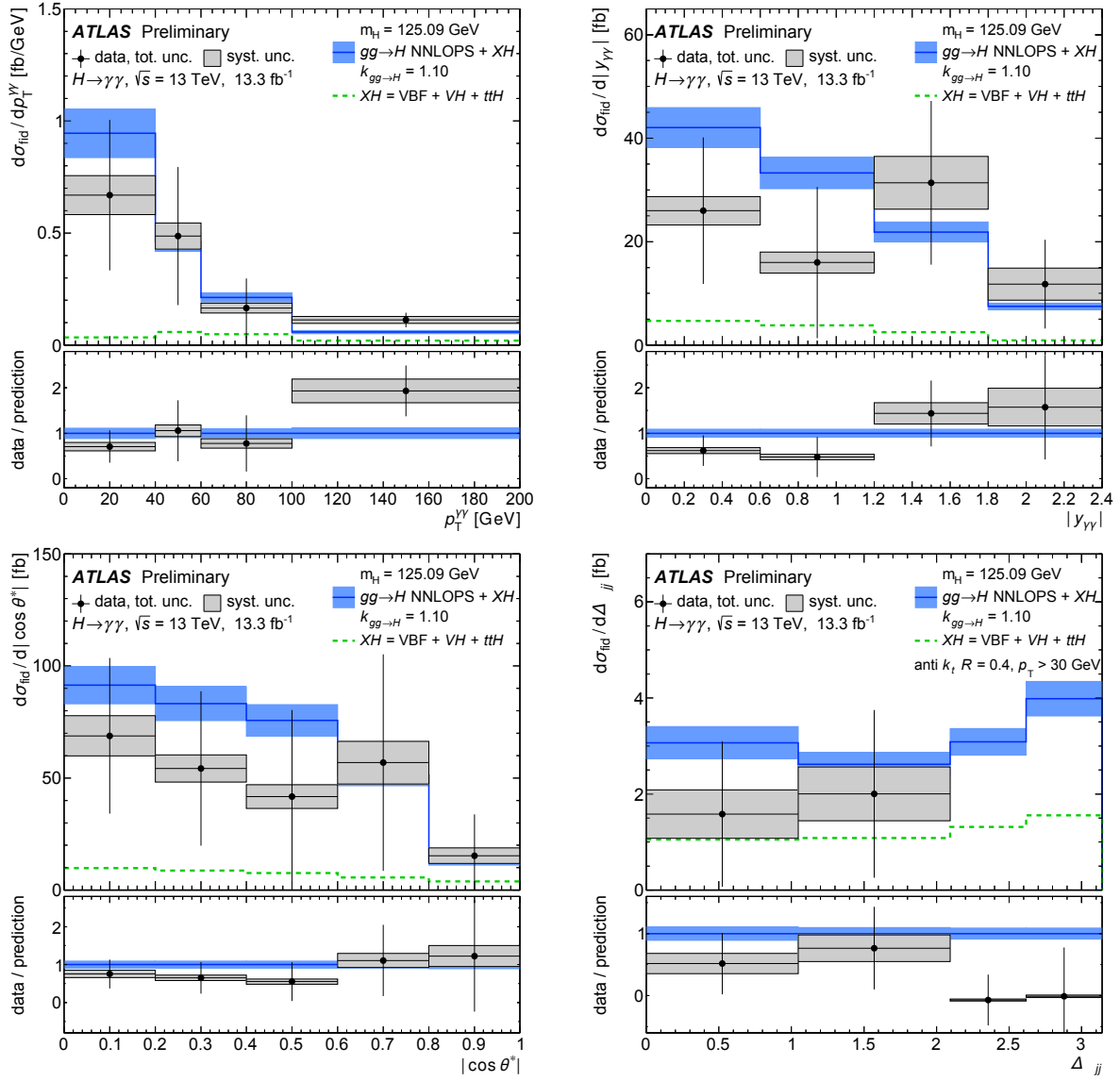


Figura 7.11: Secciones eficaces diferenciales medidas comparadas con las predicciones del Modelo Estándar.

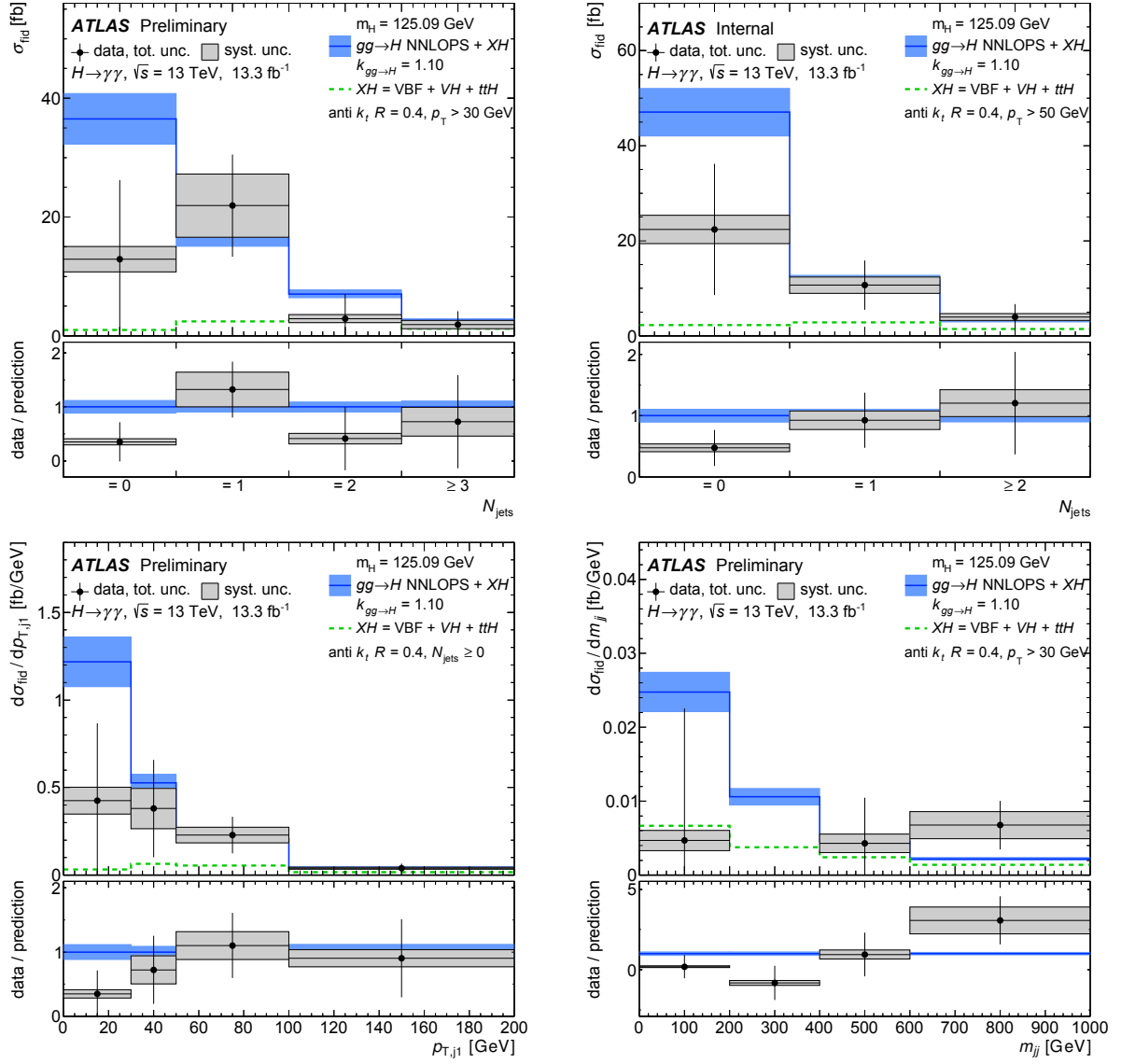


Figura 7.12: Secciones eficaces inclusiva y diferenciales medidas junto con la comparación al Modelo Estándar.

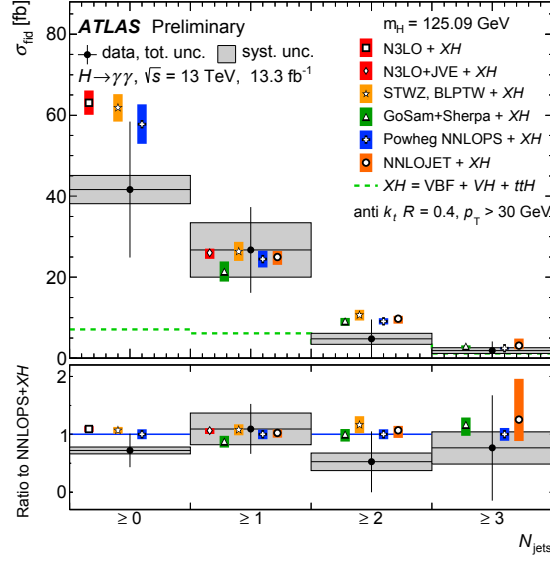


Figura 7.13: Sección eficaz en bins de la multiplicidad inclusiva de jets y los datos están comparados con una variedad de cálculos para la fusión de gluones, después de corregirlos para la tasa de decaimiento en $H \rightarrow \gamma\gamma$ y la aceptación fiducial como se define en el texto.

dominante, combinada con una resumación a $\text{NLL}' + \text{NLO}$ para el jet subdominante⁷. También provee una sección eficaz total con una resumación mejorada con un valor central y precisión comparable a la N^3LO . La predicción $\text{JVE} + \text{N}^3\text{LO}$ [93] incluye resumación NNLL del p_T del jet dominante con resumación de R pequeño y se hace coincidir con la sección eficaz total a N^3LO . NNLOJET [94] es una predicción a nivel partónico para la producción inclusiva de $H + 1\text{-jet}$ a NNLO QCD . GoSam+Sherpa [95, 96, 97] es un cálculo a orden fijo que es preciso a NLO QCD en las regiones inclusivas $H + 1\text{-jet}$, $H + 2\text{-jet}$, y $H + 3\text{-jet}$.

⁷Los cálculos teóricos toman diferentes enfoques al aplicar correcciones para efectos electrodébil y la masa de quarks pesados.

Capítulo 8

Conclusiones

El descubrimiento del bosón de Higgs en el año 2012 fue un hito en la física en general y en la comunidad de altas energías en particular. En esta tesis se presentó en primer lugar un análisis exhaustivo del espín del mismo en su canal de decaimiento a dos fotones, siendo uno de los aportes a la comprobación de la compatibilidad de la resonancia encontrada con el bosón predicho por el Modelo Estándar. Las investigaciones se basaron en 25 fb^{-1} de colisiones pp del LHC, recolectados por el experimento ATLAS a $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ y $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$. La hipótesis del Higgs del Modelo Estándar, correspondiente a números cuánticos $J^P = 0^+$ fue contrastada con varias hipótesis alternativas, incluyendo modelos de espín 2 con acoplamientos universales y no-universales a los fermiones y bosones vectoriales. Todas las hipótesis alternativas son excluidas en favor de la hipótesis del bosón de Higgs del ME a más de 99.9 % de nivel de confianza [98]. Estos resultados mejoran los obtenidos en una primera publicación combinando con los canales $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ y $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ [53].

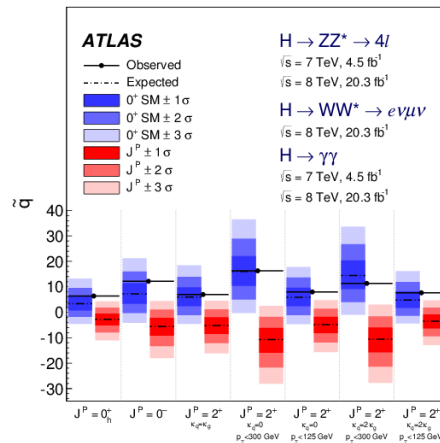


Figura 8.1: Distribuciones esperadas para el estadístico de prueba para el Modelo Estándar en azul y en rojo para las diferentes hipótesis de espín.

En la Figura 8.1 de la última versión del Particle Data Group [30], se resumen las distribuciones esperadas para el estadístico de prueba para el Modelo Estándar y diferentes hipótesis de espín, combinadas para los diferentes canales de decaimiento. Estos resultados incluyen los obtenidos por ATLAS, en particular en el canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ cuyo análisis se presentara en el capítulo 6 de esta tesis, mostrando evidencia de la naturaleza espín-0 del bosón de Higgs siendo la paridad positiva fuertemente preferida.

El estudio preliminar realizado sobre la sensibilidad a las propiedades CP de las interacciones del Higgs utilizando únicamente el canal de decaimiento difotónico, sienta las bases para una futura implementación cuando la luminosidad lo permita a fin del *Run-II* del LHC. Además, la estrategia de repesado introducida resulta útil para cualquier propuesta de análisis para el que no se cuente aún con muestras simuladas y reconstruidas, permitiendo generar las muestras correspondientes a cualquier modelo que se quiera probar.

Finalmente, las medidas de precisión de la secciones eficaces fiduciales en diversas regiones del espacio de fase y secciones eficaces diferenciales como función de varias variables cinemáticas, todas realizadas en una manera independiente de modelos, son también un aporte relevante a la comunidad [99, 36]. Los resultados obtenidos han sido incluidos en la Figura 8.2 en la última versión del Particle Data Group. Para el caso particular estudiado en esta tesis y presentado en el capítulo 7, se realizó la primera determinación en la colaboración ATLAS de la sección eficaz fiducial del Higgs decayendo en dos fotones a energía de colisión pp de 13 TeV, utilizando datos correspondientes a una luminosidad integrada de 13.3 fb^{-1} .

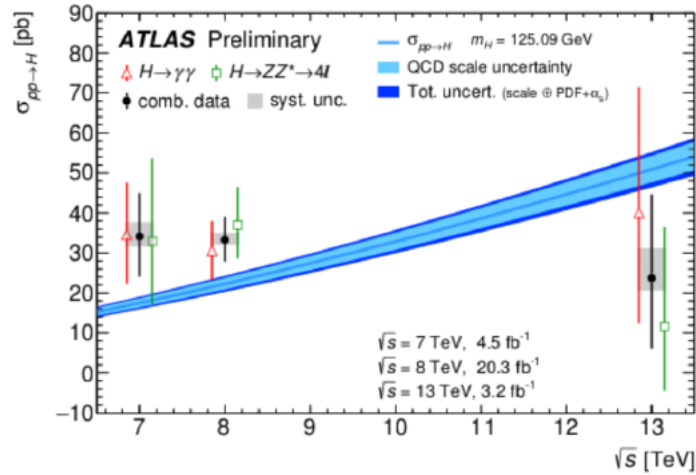


Figura 8.2: Sección eficaz fiducial inclusiva para una energía de centro de masa de 7, 8 y 13 TeV, con los canales de decaimiento de dos fotones (rojo), a cuatro leptones (verde) y la combinación de ambos (negro).

La sección eficaz medida en la región fiducial base -un Higgs de masa 125.09 GeV decayendo en dos fotones aislados con momento transversal mayor a 35 % y 25 % de la masa invariante del

sistema difotónico, y cada uno con pseudorapidez absoluta < 2.37 y excluyendo $[1.37 - 1.52]$ -resultó de 43.2 ± 14.9 (*stat.*) ± 4.9 (*syst.*) fb que puede compararse con la predicción del Modelo Estándar para la producción del bosón de Higgs en la misma región fiducial de $62.8^{+3.4}_{-4.4} fb$.

Cabe mencionar que las medidas de las secciones eficaces diferenciales permiten las búsquedas de nueva física mediante la utilización de teorías efectivas de campos [100].

Agradecimientos

A papá y mamá, porque me enseñaron la importancia de la responsabilidad y me acompañaron siempre.

A berni y a yeye, siempre presentes a su manera.

A cachilo, que le da sentido a todo.

Por qué no a Hipólito.

A mis amigos de antes, de ahora, de siempre, de acá y de allá... todo es más fácil con amigos.

Al grupo HEP, que acompaña todos los días, y en especial al Róber.

A Tere, la strong independent woman que me motiva.

A Carlos García Canal, el profesor que más me influyó.

To ATLAS, the HGam and its subgroups, and in particular to Fabiola Gianotti and Peter Jenni for their generosity.

A la Agencia, CONICET, y al IFLP.

A la Universidad Nacional de La Plata, la primer institución que me dio sentido de pertenencia.

A Frani, porque sin el podría haber hecho todo y nada.

Bibliografía

- [1] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [2] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, Nov 1967.
- [3] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc.*, C680519:367–377, 1968.
- [4] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Physical Review Letters*, 13:321–323, August 1964.
- [5] P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Physical Review Letters*, 13:508–509, October 1964.
- [6] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):1 – 29, 2012.
- [7] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):30 – 61, 2012.
- [8] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [9] A. Airapetian et al. ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1. *CERN-LHCC-99-14, ATLAS-TDR-14*, 1999.
- [10] W. Pauli. The connection between spin and statistics. *Phys. Rev.*, 58:716–722, Oct 1940.
- [11] SM scheme from lucy reading for quanta magazine. <https://www.quantamagazine.org/read-offline/28430/20160809-what-no-new-particles-means-for-physics.print>.
- [12] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π decay of the k_2^0 meson. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138–140, Jul 1964.
- [13] K.A. Olive and Particle Data Group. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 38(9):090001, 2014.

- [14] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjöstrand. Parton fragmentation and string dynamics. *Physics Reports*, 97(2):31 – 145, 1983.
- [15] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *The European Physical Journal C*, 63(2):189–285, 2009.
- [16] Julien Baglio. *Phenomenology of the Higgs at the hadron colliders: from the Standard Model to Supersymmetry*. PhD thesis, Orsay, LPT, 2011.
- [17] Diptimoy Ghosh, Rohini Godbole, Monoranjan Guchait, Kirtimaan Mohan, and Dipan Sengupta. Looking for an Invisible Higgs Signal at the LHC. *Phys. Lett.*, B725:344–351, 2013.
- [18] D. de Florian et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector. 2016.
- [19] A. Denner, S. Heinemeyer, I. Puljak, D. Rebuszi, and M. Spira. Standard Model Higgs-Boson Branching Ratios with Uncertainties. *Eur. Phys. J.*, C71:1753, 2011.
- [20] A. L. Cherchiglia, A. R. Vieira, Brigitte Hiller, A. P. Baêta Scarpelli, and Marcos Sampaio. Guises and Disguises of Quadratic Divergences. *Annals Phys.*, 351:751–772, 2014.
- [21] Hongtao Yang and Sau Lan Wu. *Discovery of the Higgs boson, measurements of Higgs boson properties, and search for high mass beyond the Standard Model scalar particle in the diphoton final state with the ATLAS detector at the Large Hadron Collider*. PhD thesis, Wisconsin U., Madison, Sep 2016. Presented 22 Sep 2016.
- [22] M Capeans, G Darbo, K Einsweiler, M Elsing, T Flick, M Garcia-Sciveres, C Gemme, H Pernegger, O Rohne, and R Vuillermet. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, Sep 2010.
- [23] Review of the ATLAS Muon TDR. Technical Report CERN-LHCC-97-047, CERN, Geneva, 1997.
- [24] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re. NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 04:250–303, 2009.
- [25] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178:2852–867, 2008.
- [26] J. Alwall et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *hep-ph/1405.0301*, 2014.

-
- [27] T. Gleisberg, Stefan. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, et al. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP*, 0902:007, 2009.
- [28] GEANT4 Collaboration. GEANT4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [29] Stefan Höche. Introduction to parton-shower event generators. In *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Journeys Through the Precision Frontier: Amplitudes for Colliders (TASI 2014) Boulder, Colorado, June 2-27, 2014*, 2014.
- [30] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
- [31] Gabriel Hare. The underlying event in proton-proton collisions at 900 GeV & 7 TeV 30 de junio de 2011. <http://www.slideshare.net/GabrielHare/measurements-of-the-underlying-event>.
- [32] Zachary Marshall and the Atlas Collaboration. Simulation of pile-up in the ATLAS experiment. *Journal of Physics: Conference Series*, 513(2):022024, 2014.
- [33] M. Aaboud and etal. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC run-1 data. *The European Physical Journal C*, 76(12):666, 2016.
- [34] G. Aad and etal. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC run 1 data. *The European Physical Journal C*, 74(10):3071, 2014.
- [35] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC run 1 data. *CERN-PH-EP-2014-153*, 2014. submitted to Eur. Phys. J. C.
- [36] Measurement of fiducial, differential and production cross sections in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel with 13.3 fb^{-1} of 13 TeV proton-proton collision data with the ATLAS detector. "<https://cds.cern.ch/record/2206210>", Aug 2016.
- [37] G. Aad and etal. Measurement of higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 90:112015, Dec 2014.
- [38] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [39] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Sebastian Sapeta. On the characterisation of the underlying event. *Journal of High Energy Physics*, 2010(4):65, 2010.

- [40] Morad Aaboud et al. Performance of the ATLAS Trigger System in 2015. 2016.
- [41] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez. The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804:063, 2008.
- [42] C. Cojocaru et al. Hadronic calibration of the ATLAS liquid argon end-cap calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < |\eta| < 1.8$ in beam tests. *Nucl. Instrum. Meth., A* 531:481–514, 2004.
- [43] W Lampl et al. Calorimeter clustering algorithms: description and performance. (ATL-LARG-PUB-2008-002), 2008.
- [44] ATLAS Colaboration. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *The European Physical Journal C*, 73(3), 2013.
- [45] J. Backus Mayes and al. Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS. (ATL-COM-PHYS-2013-251), May 2013.
- [46] Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector. (ATLAS-CONF-2014-018), May 2014.
- [47] Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2016-024, CERN, Geneva, Jun 2016.
- [48] G. et. al Aad. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV. *The European Physical Journal C*, 76(5):292, 2016.
- [49] Expected performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-023, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [50] Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at at $\sqrt{s}= 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-027, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [51] C. N. Yang. Selection rules for the dematerialization of a particle into two photons. *Phys. Rev.*, 77:242–245, Jan 1950.
- [52] Lev Davidovich Landau. The moment of a 2-photon system. *Dokl. Akad. Nauk.*, 60:207–209, 1948.
- [53] G. Aad et al. Evidence for the spin-0 nature of the higgs boson using ATLAS data. *Physics Letters B*, 726(1–3):120 – 144, 2013.

-
- [54] Yanyan Gao, Andrei V. Gritsan, Zijin Guo, Kirill Melnikov, Markus Schulze, and Nhan V. Tran. Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, 81:075022, Apr 2010.
- [55] P. Artoisenet et al. A framework for Higgs Characterisation. 2013.
- [56] R. Fok, C. Guimaraes, and V. Sanz. It is a graviton! or maybe not. *JHEP*, 12:062, 2012.
- [57] ATLAS Collaboration. Measurements of fiducial and differential cross sections for Higgs boson production in the diphoton decay channel at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with ATLAS. 2014.
- [58] John C. Collins and Davison E. Soper. Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions. *Phys. Rev. D*, 16:2219–2225, 1977.
- [59] C. Englert, D. Goncalves, K. Mawatari, and T. Plehn. Higgs quantum numbers in weak boson fusion. 2012.
- [60] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605(026), 2006.
- [61] L.J. Dixon and M.S. Siu. Resonance continuum interference in the diphoton higgs signal at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, B90:252001, 2003.
- [62] L.J. Dixon and Y. Li. Bounding the higgs boson width through interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, B111:111802, 2013.
- [63] Heinemeyer et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group. Technical Report arXiv:1307.1347. CERN-2013-004, Geneva, 2013. Comments: 404 pages, 139 figures, to be submitted to CERN Report. Working Group web page: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.
- [64] ATLAS Collaboration. The ATLAS simulation infrastructure. *Eur. Phys. J.*, C70:823, 2010.
- [65] Timo Antero Aaltonen et al. Indirect measurement of $\sin^2 \theta_W$ (or M_W) using $\mu^+ \mu^-$ pairs from γ^*/Z bosons produced in $p\bar{p}$ collisions at a center-of-momentum energy of 1.96 TeV. *Phys. Rev.*, D89(7):072005, 2014.
- [66] ATLAS Collaboration. Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector. *hep-ex/1408.7084*, 2014.
- [67] L.J. Dixon and Y. Li. Private communication.

-
- [68] ATLAS Statistics Forum. Frequentist limit recommendations. available to ATLAS users at: <http://indico.cern.ch/event/126652/contribution/0/material/2/0.pdf>, 2011.
- [69] A L Read. Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method). (CERN-OPEN-2000-205), 2000.
- [70] Georges Aad et al. Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B726:88–119, 2013. [Erratum: *Phys. Lett.*B734,406(2014)].
- [71] Fabio Maltoni, Kentarou Mawatari, and Marco Zaro. Higgs characterisation via vector-boson fusion and associated production: Nlo and parton-shower effects. *The European Physical Journal C*, 74(1):2710, 2014.
- [72] Combined coupling measurements of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb^{-1} of proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2013-034, CERN, Geneva, Mar 2013.
- [73] Search for a Higgs boson decaying to four photons through light CP-odd scalar coupling using with ATLAS detector at the LHC. Technical Report ATLAS-CONF-2012-079, CERN, Geneva, Jul 2012.
- [74] Georges Aad et al. Test of CP Invariance in vector-boson fusion production of the Higgs boson using the Optimal Observable method in the ditau decay channel with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J.*, C76(12):658, 2016.
- [75] A. Bredenstein, K. Hagiwara, and B. Jäger. Mixed qcd-electroweak contributions to higgs-plus-dijet production at the cern LHC. *Phys. Rev. D*, 77:073004, Apr 2008.
- [76] Georges Aad et al. Measurements of fiducial and differential cross sections for Higgs boson production in the diphoton decay channel at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with ATLAS. *JHEP*, 09:112, 2014.
- [77] Tilman Plehn, David Rainwater, and Dieter Zeppenfeld. Determining the structure of higgs couplings at the cern large hadron collider. *Phys. Rev. Lett.*, 88:051801, Jan 2002.
- [78] Gunnar Klämke and Dieter Zeppenfeld. Higgs plus two jet production via gluon fusion as a signal at the cern LHC. *Journal of High Energy Physics*, 2007(04):052, 2007.
- [79] ATLAS Collaboration. The ATLAS simulation infrastructure. *Eur. Phys. J.*, C10:823–874, 2010.
- [80] P. Nason and C. Oleari. NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 1002(037), 2010.

-
- [81] LHC Higgs Cross Section Working Group. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group. *CERN-2013-004*, 2013.
- [82] H. Lai et al. New parton distributions for collider physics. *Phys.Rev.D*, 82(074024), 2010.
- [83] ATLAS Collaboration. Supporting Note: Selection and performance for the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow Z\gamma$ analyses. *ATL-COM-PHYS-2015-1326*, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2062580>.
- [84] G. Aad et al. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D83:052005, 2011.
- [85] Georges Aad et al. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data. *Eur. Phys. J.*, C74(10):3071, 2014.
- [86] Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using data collected in 2015 at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2016-015, CERN, Geneva, Aug 2016.
- [87] Georges Aad et al. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C73(8):2518, 2013.
- [88] Georges Aad et al. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *JHEP*, 08:045, 2016.
- [89] Charalampos Anastasiou, Claude Duhr, Falko Dulat, Elisabetta Furlan, Thomas Gehrmann, Franz Herzog, Achilleas Lazopoulos, and Bernhard Mistlberger. High precision determination of the gluon fusion Higgs boson cross-section at the LHC. *JHEP*, 05:058, 2016.
- [90] Keith Hamilton, Paolo Nason, Emanuele Re, and Giulia Zanderighi. NNLOPS simulation of Higgs boson production. *JHEP*, 10:222, 2013.
- [91] Iain W. Stewart, Frank J. Tackmann, Jonathan R. Walsh, and Saba Zuberi. Jet p_T Resummation in Higgs Production at $NNLL' + NNLO$. 2013.
- [92] Radja Boughezal, Xiaohui Liu, Frank Petriello, Frank J. Tackmann, and Jonathan R. Walsh. Combining Resummed Higgs Predictions Across Jet Bins. *Phys. Rev.*, D89:074044, 2014.
- [93] Andrea Banfi, Fabrizio Caola, Frédéric A. Dreyer, Pier F. Monni, Gavin P. Salam, Giulia Zanderighi, and Falko Dulat. Jet-vetoed Higgs cross section in gluon fusion at $N^3LO + NNLL$ with small- R resummation. *JHEP*, 04:049, 2016.

- [94] X. Chen, T. Gehrmann, E. W. N. Glover, and M. Jaquier. Precise QCD predictions for the production of Higgs + jet final states. *Phys. Lett.*, B740:147–150, 2015.
- [95] Gavin Cullen, Nicolas Greiner, Gudrun Heinrich, Gionata Luisoni, Pierpaolo Mastrolia, Giovanni Ossola, Thomas Reiter, and Francesco Tramontano. Automated One-Loop Calculations with GoSam. *Eur. Phys. J.*, C72:1889, 2012.
- [96] Gavin Cullen et al. GOSAM-2.0: a tool for automated one-loop calculations within the Standard Model and beyond. *Eur. Phys. J.*, C74(8):3001, 2014.
- [97] T. Gleisberg et al. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP*, 02:007, 2009.
- [98] G. Aad and etal. Study of the spin and parity of the higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C*, 75(10):476, 2015.
- [99] Measurements of the total cross sections for Higgs boson production combining the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ decay channels at 7, 8 and 13 TeV center-of-mass energies with the ATLAS detector. <https://cds.cern.ch/record/2114841>, Dec 2015.
- [100] Georges Aad et al. Constraints on non-Standard Model Higgs boson interactions in an effective Lagrangian using differential cross sections measured in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ with the ATLAS detector. *Phys. Lett.*, B753:69–85, 2016.